PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. März 1903. Redaktionsschluss für No. 13 am 18. März 1903. 4. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

K. v. Wesendonk, Über einige Beziehungen des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik zur Leistung mechanischer Arbeit. S. 329.

H. Lorenz, Die stationäre Strömung von Gasen durch Rohre mit veränderlichem Querschnitt. S. 333.

R. W. Wood, Über nur für ultraviolettes Licht durchlässige Schirme und deren Verwendung in der Spektralphotographie. S. 337.

R. W. Wood, Über elektrische Resonanz von Metallkörnern für Lichtwellen. S. 338.

A. Bock, Zur optischen Resonanz. I. S. 339.

A. Schmidt, Die Lichtbrechung der Chromosphäre. Berechnung in zweiter Annäherung. S. 341.

H. Seeliger, Über die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe. S. 343.

J. Koenigsberger, Über ein Polarisationsphotometer und dessen Verwendung zur Messung im Ultraviolett und zur absoluten Bestimmung der Reflexion. S. 345.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa.

No. 16: G. Piaggesi, Einfluss der Temperatur auf die Magnetisierung von Flüssigkeiten. S. 347.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma.

No. 5: A. Bartorelli, Über das Verhalten von Voltametern mit Platin-Elektroden. S. 350.

No. 6: P. Moretto, Über das Hallsche Phänomen in Flüssigkeiten. S. 352.

R. Geigel, Entgegnung auf die Bemerkungen der Herren C. Forch und G. Kučera. S. 353.

Besprechungen:

J. Kiessling, Leitfaden für den Unterricht in der Experimentalphysik an Oberrealschulen, Realgymnasien und Gymnasien. S. 354.

K. Heun, Formeln und Lehrsätze der allgemeinen Mechanik. S. 354.

P. Gerber, Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation. S. 355.

Th. Andrews, Über die Kontinuität der gasförmigen und flüssigen Zustände der Materie und Über den gasförmigen Zustand der Materie. S. 355.

R. Pictet, Zur mechanischen Theorie der Explosivstoffe. S. 356.

O. Kausch, Die Herstellung und Verwendung von flüssiger Luft. S. 356.

W. C. L. van Schaik, Wellenlehre und Schall. S. 356.

G. Behrend, Die Abwärme-Kraftmaschine (System Behrend-Zimmermann). S. 357.

S. Carnot, Betrachtungen über die bewegende Kraft des Feuers und über die Maschinen, diese Kraft auszunutzen. S. 357.

Eders Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1902. S. 358.

R. Namias, Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie II. S. 358.

J. Vogel-Hanneke, Das photographische Pigmentverfahren; H. Schmidt, Die Architekturphotographie; F. Löscher, Vergrössern und Kopieren auf Bromsilberpapieren. S. 358.

E. Englisch, Photographisches Kompendium. S. 359.

A. Gockel, Luftelektrische Untersuchungen. S. 359.

Personalien. S. 360.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einige Beziehungen des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik zur Leistung mechanischer Arbeit.

Von K. v. Wesendonk.

In den Verhandlungen der deutschen physikalischen Gesellschaft vom 12. Dezember 1902 findet sich ein Aufsatz über die Frage, „wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen." Darin wird behauptet, dass durch Abkehr vom Carnotschen Kreisprozesse es erst möglich sei, eine ideale Dampfmaschine zu konstruieren, bei welcher der Arbeitswert des Brennstoffes gleich der Oxydationsenergie sich ergebe, ohne Zuhilfenahme des absoluten Nullpunktes als Kondensatortemperatur. Der Carnotsche Prozess gestatte nicht, das Maximum der Arbeit aus einer gegebenen Wärmemenge zu gewinnen, auch könne man einem Perpetuum mobile zweiter Ordnung praktisch bis auf eine unendliche kleine Differenz nahe kommen.

Es ist wohl von vornherein ziemlich klar, dass es sich hier um ein Missverständnis des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik handelt, und Herr Planck hat denn auch eine, wie Verf. scheint, sehr berechtigte Kritik an obigen Ausführungen geübt. Da aber diese kritischen Bemerkungen im Drucke nur sehr kurz wiedergegeben sind, eine Orientierung in der vorhandenen Litteratur über das fragliche Thema aber keineswegs ganz leicht erscheint, so sind die folgenden Darlegungen vielleicht nicht ganz zwecklos. Ein Bedürfnis danach ist, wie man mehrfach zu konstatieren Gelegenheit hat, wohl sicher vorhanden, stösst man doch immer wieder bei Behandlung des Gebietes, in dem der zweite Wärmesatz gilt, auf Unklarheiten und Missverständnisse. Besonders dürfte es an Betrachtungen allgemeinerer Natur mangeln, während speziellere Fälle, wie in der bekannten Schrift von Diesel [1]), wohl eingehender behandelt worden sind.

Nach der ersten Hauptgleichung der Thermodynamik ist bekanntlich

$$Q^{2)} = \Delta E + A \text{ oder}$$
$$A = Q - \Delta E,$$

wo Q die zugeführte Wärmemenge bezeichnet,

1) Theorie und Konstruktion eines rationellen Wärmemotors von R. Diesel. Berlin bei Springer 1893.

2) Vom arbeitenden System aufgenommene Wärme soll positiv gerechnet werden, abgegebene Wärme also negativ.

ΔE[1]) die dabei eingetretene Änderung der inneren Energie und A[2]) die dabei geleistete äussere Arbeit. Verläuft der Vorgang adiabatisch, d. h. ohne Zufuhr oder Abfuhr von Wärme, so ist $Q = 0$ und $-\Delta E = +A$ gleichgültig, ob der Prozess umkehrbar oder nicht von statten geht, d. h. die Änderung der inneren Energie ist entgegengesetzt gleich der geleisteten äusseren Arbeit. Gelingt es demnach durch einen solchen adiabatischen Vorgang eine Abnahme der inneren Energie bei den für Motorbetrieb in Betracht kommenden, etwa verbrennenden Substanzen zu erzielen, so verwandelt sich dieses ΔE vollständig in äussere Arbeit. Wenn man also bei einer Verbrennung oder einem sonstigen geeigneten chemischen Prozesse etc. die gesamte Umgebung, welche zu dem betr. Vorgange etwa Wärme beisteuert, oder solche von den reagierenden Stoffen wegführt, mit in die Betrachtung einbezieht, so kann man es, wenn man nur die Umgebung in genügend weitem Umfange berücksichtigt, praktisch wohl stets erreichen, dass der Vorgang als ein adiabatischer erscheint.[3]) Wenn man dann auf das so erweiterte System die erste Hauptgleichung anwendet, so ergiebt sich also Folgendes: Die ganze Energieänderung, welche hierbei aus einer Verbrennung oder einer chemischen Reaktion hervorgeht, lässt sich als geleistete Arbeit gewinnen und für praktische Zwecke verwerten, sobald man die dazu geeigneten Einrichtungen herzustellen versteht.[4]) Um nun eine möglichst grosse Arbeitsmenge aus einer gegebenen Quantität von Brenn- oder sonstigem Material zu erhalten, ist es daher nötig, bei dem betreffenden adiabatischen, die Umgebung weit genug berücksichtigenden Vorgange eine möglichst grosse Abnahme der inneren Energie zu erzielen. In diesem Sinne kann es ja nun in der That vorteilhaft sein, den Abdampf des Motors zu verbrennen, auch kann es sehr wohl vorkommen, dass die arbeitende Substanz sich stellenweise unter die Temperatur der nächsten Umgebung abkühlt und aus dieser Wärme aufnimmt. Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik fordert hierbei nur das Folgende. Wenn man das ganze System, welches hier die adiabatische Veränderung erlitten hat, wieder in den Anfangszustand zurückführt, wobei gewisse Wärmemengen Q_r bei der absoluten Temperatur T_r aufgenommen werden mögen (resp. wenn Q_r negativ bei T_r abgegeben), so dass also ein Kreisprozess entsteht, alsdann darf die Summe aller Grössen $\frac{Q}{T_r}$ (resp. deren Integral $\int \frac{dQ}{T}$), wenn sie nicht verschwindet, nur negativ, niemals positiv sein.

Gelingt es, in umkehrbarer Weise die genannte Zurückführung zu bewerkstelligen, so erhält man bekanntlich dabei den Satz: die Entropieänderung vom Anfangs- zum Endzustande, welche hier mit ΔS bezeichnet sei, darf, wenn sie nicht verschwindet, nur positiv sein. Andere Bedingungen schreibt der zweite Hauptsatz der Thermodynamik nicht vor, nur sie brauchen erfüllt zu sein, um in Übereinstimmung mit dem Carnot-Clausiusschen Theoreme zu bleiben. Schliesst man in das arbeitende System nicht, wie das oben geschehen, die Umgebung in genügendem Masse mit ein, so ist der Prozess also kein adiabatischer mehr. Aber wenn man zum Kreisprozess ergänzt, so muss auch jetzt noch

$$\int \frac{dQ}{T} \text{ resp. } \Sigma \frac{Q_r}{T_r} \overline{<} 0$$

sein, wobei aber jetzt auch der ursprüngliche Vorgang, weil nicht mehr adiabatisch, Beiträge zu den Qr liefert, nicht mehr, wie oben nur die Veränderungen, welche die Ergänzung zum Kreisprozess liefern. Die beim ursprünglichen Prozesse geleistete äussere Arbeit ergiebt sich wieder aus der ersten Hauptgleichung:

$$\Sigma Q_{r\mu} - \Delta E = A, \text{ resp. } \int dQ_{r\mu} - \Delta E$$

wo Qr_μ (resp. dQr_μ) eine bei dem betr. ursprünglichen Prozesse aufgenommene resp. abgegebene Wärmemenge bezeichnet. Ist die Energie E nach der Veränderung ebenso gross wie im Anfangszustande, also $\Delta E = 0$, so ist A, d. h. die geleistete äussere Arbeit $= \Sigma Q_{r\mu}$, also die gesamte etwa von der Umgebung aufgenommene Wärmemenge ist in Arbeit verwandelt worden.[1]) Kann man die Veränderung der betr. Substanz durch einen umkehrbaren Prozess zu einem Kreisprozess ergänzen, so erhält man bekanntlich:

$$\int \frac{dQ_{r\mu}}{T_{r\mu}} - \Delta S \overline{<} 0 \quad (I)$$

Die Beziehung gestattet hier aber keinen so

1) $\Delta E > 0$ bedeutet also eine Zunahme, ΔE negativ Abnahme der inneren Energie.

2) Wenn das arbeitende System Arbeit leistet, so soll diese positiv gerechnet werden, von aussen aufgenommene Arbeit also negativ.

3) Man muss dabei z. B. alle zur Verbrennung gelangenden und dabei mitwirkenden Stoffe, also Heizmaterial, Sauerstoff, beigemischte indifferente Gase etc., ferner Maschinenteile, Kessel, umgebende Luft, Wasser, feste Körper etc., kurz alles was im Wärmeaustausch mit der Verbrennung steht, in den adiabatischen Prozess sich einbezogen denken.

4) Es ist dabei zu beachten, dass die, an die in den adiabatischen Prozess mit eingerechnete, Umgebung abgegebene Energie meist für technische Zwecke verloren ist, also in der Regel möglichst klein zu machen ist.

1) Bei Substanzen, deren Zustandsgleichung genügend genau bekannt, kann man ja direkt die Wärmemenge berechnen, welche zugeführt werden muss, um Veränderungen zu erhalten, bei denen die Energie konstant bleibt. Es lässt sich dann auch wohl praktisch mit fast beliebiger Annäherung erreichen, die zugeführte Wärme ganz in Arbeit zu verwandeln.

einfachen Ausdruck wie im Falle adiabatischen Verlaufes. Dann ergiebt sich aus *(I)*, weil ja das Integral $\int \frac{dQ_{r\mu}}{T_{r\mu}}$ verschwindet, indem alle $dQ_{r\mu} = 0$, sind, der bekannte bereits erwähnte Satz $\Delta S > 0$. Wenn ein Kreisprozess Arbeit leistet, so muss er gewisse Wärmemengen dQ_μ (oder wenn von endlicher Grösse $= Q_\mu$) bei gewissen absoluten Temperaturen T_μ aufnehmen und bei gewissen anderen Temperaturen $T\nu$ Wärmemengen dQ_ν resp. Q_ν abgeben. Findet sich nun zu jedem der negativen Werte $\frac{-dQ_\nu}{T_\nu}$ resp. $\frac{-Q_\nu}{T_\nu}$ ein entsprechender gleichgrosser $+\frac{dQ_\mu}{T_\mu}$ resp. $\frac{Q}{T_\mu}$, so dass also die Summe aller Grössen $\frac{dQ}{T}$ resp. $\frac{Q}{T}$ verschwindet, so hat man den Fall, der bei dem umkehrbaren Kreisprozesse vorkommt. Dann wird die Summe aller Differenzen der Wärmemengen $(dQ_\mu - dQ_\nu)$, welche bekanntlich in Arbeit verwandelt werden muss, insofern zu einem Maximum, als kein anderer Kreisprozess, der bei den Temperaturen T_μ dieselben Wärmemengen dQ_μ resp. Q_μ aufnimmt, wie der oben angenommene Kreisprozess, und der bei denselben Temperaturen T_ν wieder Wärme abgiebt, mehr Arbeit erzeugen kann. Denn wenn die Summe aller $\frac{dQ}{T}$ resp. $\frac{Q}{T}$ nicht Null ist, so kann sie nur negativ sein, d. h. es ist ein Überschuss negativer $\frac{dQ}{T}$ resp. $\frac{Q}{T}$ vorhanden. Da nun T stets positiv ist, so müssen die betreffenden dQ resp. Q negative Grössen sein, die also einer Verwandlung von Arbeit in Wärme entsprechen, d. h. einem Arbeitsverlust. Von den bei einem umkehrbaren Kreisprozesse in Arbeit verwandelten Teilen[1]) der aufgenommenen Wärmemengen, ist im Falle eines entsprechenden, nicht umkehrbaren Kreises, die der Summe der eventuellen überschüssigen dQ_ν resp. Q_ν der abgegebenen Wärmemengen äquivalente Arbeit abzuziehen. Bei einem Kreisprozesse. der nur zwischen zwei Temperaturen mit Wärmeaustausch sich vollzieht (etwa derjenigen des Kessels und des Kondensators einer Dampfmaschine), folgt hieraus sofort, dass es keinen solchen irgend welcher Art geben kann, der unter sonst gleichen Umständen mehr Arbeit zu gewinnen erlaubte, als ein Carnotscher Cyklus.

Es werde nun ein System umkehrbar aus dem Zustande A in den Zustand B übergeführt, wobei die Energieänderung $= \Delta E$ eintrete und die Wärmemengen dQ_ϱ bei den Temperaturen T_ϱ aufgenommen[1]) werden mögen. Dann kann man für dQ_ϱ bekanntlich setzen $T_\varrho\, dS_\varrho$, wo dS_ϱ die entsprechende Entropieänderung bedeutet. Die geleistete Arbeit A ist dann

$$= \int_A^B T_\varrho\, dS - \Delta E$$

wobei das Integral über alle Elemente der Verwandlung AB zu erstrecken ist.

Besteht die reversible Veränderung in der Verbindung von isothermen mit isentropischen[2]) Prozessen, so wird

$$A = \Sigma T_\varrho\, \Delta S_\varrho - \Delta E,$$

wo ΔS_ϱ die der Isotherme T_ϱ entsprechende Entropieänderung bezeichnet, resp. gilt

$$A = T_\mu (S_B - S_A) - \Delta E,$$

falls nur eine isotherme Verwandlung bei Temperatur T_μ statt hat, und $S_B - S_A$ die Entropieänderung von A nach B bezeichnet, eine bekanntlich konstante Grösse. Ist also z. B. ΔE negativ und $S_B - S_A$ ebenfalls negativ, so wird man die meiste Arbeit unter allen möglichen umkehrbaren Umwandlungen gewinnen, wenn man ausser isentropischen Vorgängen nur isotherme von möglichst tiefer[3]) Temperatur anwendet. Ähnlich sind die Fälle zu behandeln, wenn ΔE positiv resp. $S_B - S_A$ positiv sich ergeben.

Ferner gehe das arbeitende System auf beliebigem Wege von A nach B über, und nehme wieder bei T_ϱ die Wärmemenge dQ_ϱ auf. Wir wollen nun annehmen, man könne eine reversible Verwandlung von A nach B finden, bei der ebenfalls bei T_ϱ aufgenommen werde dieselbe Grösse dQ_ϱ, falls diese positiv ist, und die Abgabe von Wärme finde ferner ebenfalls bei denselben Temperaturen statt, wie bei dem beliebigen Prozesse, nur sollen die abgegebenen Wärmemengen nicht näher von vornherein bestimmt werden. Nun ergänze man diesen letztgenannten Vorgang zu einem Kreisprozesse, indem man von B nach A auf dem erwähnten reversiblen Wege zurückgeht, dann muss gelten für den also kombinierten cyklischen Übergang

1) Nämlich $dQ_\mu \frac{T_\mu - T_\nu}{T_\mu}$, weil $\frac{dQ_\mu}{T_\mu} - \frac{dQ_\nu}{T_\nu} = 0$ bei dem betreffenden umkehrbaren Kreisprozesse.

1) Eine abgegebene Wärmemenge wird dabei als eine aufgenommene negative Grösse angesehen. Auch soll der Fall, dass eine endliche Wärmemenge Q_ϱ bei T_ϱ zur Aufnahme resp. Abgabe gelangt, fortan nicht mehr besonders angeführt werden.

2) D. h. umkehrbaren, adiabatischen Prozessen.

3) Es muss eben $T_\mu\,(S_B - S_A)$ kleiner werden als

$$\int T\, dS$$

und zwar um möglichst viel. $T_\mu =$ absolute Nulltemperatur ergäbe $A = -\Delta E$.

$$\int \frac{dQ}{T} \leqq 0.$$

Dabei werden aber die bei der beliebigen Verwandlung AB aufgenommenen Wärmemengen infolge der reversiblen Ergänzung bei derselben Temperatur wieder abgegeben, die entsprechenden Glieder verschwinden in dem $\int \frac{dQ}{T}$. Dieses ergiebt also über diejenigen Glieder erstreckt, welche zu Temperaturen gehören, bei denen im beliebigen Prozesse Wärme abgegeben wurde, einen negativen Wert, falls es nicht Null ist, d. h.

$$\int \frac{dQ_v}{T_v} \leqq 0$$

wenn die v sich nur auf die Kältereservoire beziehen, welche bei dem beliebigen Prozesse vorkommen.[1]) Kommen nur eine Temperatur für Wärmeaufnahme und eine für Abgabe vor, so besagt dieses Resultat zugleich, dass unser Kreisprozess wohl mit Wärmeabgabe im ganzen verlaufen kann, d. h. mit Arbeitsverbrauch, nicht aber mit Arbeitsgewinn. Es kann also unter diesen Umständen kein Vorgang von A nach B mehr Arbeit leisten, als der genannte reversible Prozess. Verallgemeinern auf beliebig viele Aufnahme- und Abgabetemperaturen lässt sich dieses Resultat aber nicht ohne weiteres, denn

$$\Sigma \frac{Q_v}{T} < 0$$

bedeutet nicht auch stets $\Sigma Q_v < 0$.

Nun betrachte man aber den Fall, dass jedes Element der beliebigen Veränderung, welche von A nach B hinüberführt, ersetzt werden könne durch einen unendlich kleinen umkehrbaren Vorgang. Man kann sich dann jeden Elementarteil des beliebigen Prozesses durch einen solchen reversibeln Elementarvorgang zu einem infinitesimalen Kreisprozesse ergänzt denken. Für einen solchen ergiebt die Gleichung

$$\int \frac{dQ_v}{T_v} \leqq 0$$

aber bekanntlich

$$\frac{dQ_v}{T_v} - dS_v \leqq 0,$$

wo dS_v die Entropieänderung bedeutet, die dem beliebigen Elementarvorgange entspricht. Weiter gilt dem

$$dQ_v - T\,dS_v \leqq 0.$$

Die geleistete Arbeit ergiebt sich für den beliebigen Prozess zu

$$A = \int dQ_v - \Delta E$$

resp. für den reversiblen Vorgang zu

$$\int T_v\,dS_v - \Delta E.$$

Ist nun dQ_v positiv und also auch dS_v positiv, so ist $T_v\,dS_v$ grösser als oder gleich dQ_v, ist dQ_v negativ und auch dS_v negativ, so wird

$$T_v\,dS_v < dQ_v.$$

Nimmt jedoch bei negativem dQ_v dS_v einen positiven Wert an, dann tritt an Stelle des $dQ_v < 0$ ein entsprechendes $T_v\,dS_v > 0$. In dem Ausdrucke für die Arbeit werden also die positiven Glieder stets vergrössert resp. vermehrt, die negativen verkleinert, d. h. also die geleistete Arbeit wird vergrössert, verbrauchte vermindert, wenn man an Stelle des beliebigen Prozesses den zuletzt genannten umkehrbaren setzt. Für diesen kann man dann noch eventuell gemäss den früheren Darlegungen mit Vorteil isotherme und isentropische Änderungen einführen. Bei adiabatischen Prozessen kann die Entropie nicht abnehmen, sie scheint vielmehr im allgemeinen im Falle der Nichtumkehrbarkeit zuzunehmen. Geht man hierbei auf isothermen und isentropischen Wegen vom Anfangs- zum Endzustand, so muss auf ersteren Wärme zugeführt werden.[1]) Gewinnt man bei der irreversiblen adiabatischen Veränderung Arbeit, so ist diese kleiner als bei der zweiten Art des Überganges. Bei ersterem ist in der That $-\Delta E = A$, im anderen Falle aber z. B.

$$A = T_1 (S_B - S_A) - \Delta E,$$

wenn nur eine Isotherme, deren Temperatur $= T_1$ ist, verwendet wird. Man kann auch wohl unter Umständen die Wärme der Umgebung zur Arbeitsleistung benutzen. Ist deren Temperatur $= T_0$ und nimmt man z. B. eine geeignete isotherme Umwandlung dabei umkehrbar wahr, so dient die aufgenommene Wärme $T_0\,\Delta S_0$ zur Vermehrung der Arbeit, da ja die Entropieänderung ΔS_0 bei Wärmeaufnahme positiv sein muss. Es gehe ferner ein System unter Vermehrung der Entropie von einem Zustande $\mathfrak{A}$ zu einem zweiten $\mathfrak{B}$ über, dessen Energie um ΔE von derjenigen bei $\mathfrak{A}$ verschieden sei. Kann man dann, wenn zu $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ die Temperaturen T_1 und T_2 gehören, etwa isentropisch unter die Temperatur der Umgebung bis zu T_3 gelangen, und lässt dann unter Benutzung der Wärme der Umgebung isotherm das System die Entropiezunahme ΔS durchmachen und geht dann isentropisch nach $\mathfrak{B}$, so gewinnt man $T_3\,\Delta S$ als Arbeit. Je höher allerdings T_3, um so günstiger ist es. Für Ausnutzung der Wärme der Umgebung erscheint es daher am besten,

1) Ähnlich ist der Fall zu behandeln, dass der reversible Prozess ebensoviel Wärme abgiebt, wie der beliebige Prozess, die aufgenommenen Wärmemengen aber bis auf die Temperatur unbestimmt bleiben.

1) Ergänzt man nämlich den adiabatischen Prozess durch isotherme und isentrope Vorgänge, so muss wegen

$$\int \frac{dQ}{T} < 0$$

bei ersteren Wärme abgegeben werden, beim umgekehrten Verlauf also aufgenommen.

den isothermen Prozess bei deren Temperatur auszuführen.

Indem Verfasser mit diesen wenigen Andeutungen seine kleine Arbeit abschliesst, möchte er nur noch die Hoffnung aussprechen, dass sie Theoretikern wie Praktikern einige Anregung zu eingehenderen Studien über das so interessante Gebiet des zweiten Wärmesatzes geben möge.

(Eingegangen 10. Februar 1903.)

Die stationäre Strömung von Gasen durch Rohre mit veränderlichem Querschnitt.

Von H. Lorenz.

Neben dem Problem des Ausflusses von Gasen aus sogenannten gut abgerundeten Mündungen, für welche die Bewegungswiderstände keine nennenswerte Rolle spielen, ist auch die stationäre Strömung von Gasen durch cylindrische Rohre und solche mit veränderlichem Querschnitt in den letzten Jahren mehrfach experimentell untersucht worden, ohne dass es gelungen ist, die teilweise höchst merkwürdigen hierbei auftretenden Erscheinungen widerspruchsfrei aus den bekannten Gleichungen für die stationäre Strömung abzuleiten. Infolgedessen wurden von den einzelnen Beobachtern[1]), von denen sich Zeuner und Fliegner mit atmosphärischer Luft, Blaess und Stodola dagegen mit Wasserdampf beschäftigten, aus ihren eigenen Versuchen die verschiedensten Schlussfolgerungen gezogen, deren Berechtigung sich nur vom Standpunkte einer allgemeiner gültigen Theorie aus prüfen lässt. Zu einer solchen gelangt man aber ganz zwanglos, wenn man auf die Grundformeln der Bewegung zurückgeht und nicht von vornherein durch die Annahme irgend welcher Druckkurve, z. B. der Polytrope $pv^n = C$, die Formulierung einschränkt.

Betrachtet man ein Rohr, dessen in der Achsenrichtung veränderlicher Querschnitt F in der Zeiteinheit von der Menge G kg im Zustande pv mit der Geschwindigkeit u durchströmt wird, so wird, wenn der Gasstrom nach aussen keine Arbeit leistet, dagegen die Wärme dQ auf dem Wege dx aufnimmt, die Gleichung

$$AG\left[dU + d(pv) + \frac{u\,du}{g}\right] = dQ \qquad (1)$$

bestehen, worin U den Energieinhalt des Gases in Arbeitseinheiten, $A = \frac{1}{424}$ das mechanische Wärmeäquivalent bedeutet. Wird nun ein Teil dW der kinetischen Stromenergie des Gases zur Überwindung von Widerständen verbraucht, so erscheint derselbe naturgemäss in Form von Wärme wieder, so dass wir auch nach dem ersten Hauptsatze der Thermodynamik schreiben dürfen

$$AG\,(dU + p\,dv) = dQ + A\,dW. \qquad (2)$$

Das sind schon die beiden Gleichungen, welche allgemein der Bewegung elastischer Flüssigkeiten zu Grunde liegen und deren eingehende Begründung man in den Schriften von Grashof[1]) und Zeuner[2]) nachlesen kann.

Haben wir es mit einem vollkommenen Gas zu thun, so ist

$$dU = \frac{d(pv)}{\varkappa - 1}, \qquad (3)$$

wo $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen bedeutet. Ausserdem ist die Widerstandsarbeit auf dem in der Rohrachse gemessenen Wegelement dx erfahrungsgemäss

$$dW = \frac{G}{g}\,u^2 \zeta\,dx, \qquad (4)$$

worin der Widerstandskoeffizient ζ in irgend einer Weise vom Durchmesser des kreisförmig angenommenen, mit x veränderlichen Querschnittes F abhängt. Führt man die beiden Ausdrücke (3) und (4) in die Strömungsgleichungen (1) und (2) ein und setzt dazu voraus, dass kein Wärmeaustausch durch die Rohrwandungen stattfindet, also $dQ = 0$ wird, so folgt sofort aus (1)

$$\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\,d(pv) + \frac{u\,du}{g} = 0 \qquad (2a)$$

und aus der Verbindung von (1) mit (2)

$$v\,dp + \frac{u\,du}{g} + \zeta\,\frac{u^2}{g}\,dx = 0. \qquad (2b)$$

Andererseits hat man auch für die stationäre Strömung, d. h. als Bedingung dafür, dass jeder Querschnitt F des Rohres voll ausgefüllt und von derselben Menge G in der Sekunde durchströmt wird

$$Gv = Fu, \qquad (5)$$

woraus wiederum durch Differenzieren

$$dv = v\left(\frac{du}{u} + \frac{dF}{F}\right) \qquad (5a)$$

hervorgeht. Eliminiert man aus diesen 3 Gleichungen (2a), (2b) und (5a) das Element dv und beachtet, dass

$$a = \sqrt{\varkappa g p v} \qquad (6)$$

nichts anderes als die dem Zustande pv entsprechende Schallgeschwindigkeit ist, so ergiebt sich

1) Zeuner, Techn. Thermodynamik, 2. Aufl. 1900, 1, 269 ff.; Fliegner, Versuche über das Ausströmen von Luft durch konisch divergente Rohre, Schweiz. Bauzeitung, **31**, 1898; Blaess, Über Ausströmversuche mit gesättigtem Wasserdampf. Diese Zeitschrift **4**, 82, 1902; Stodola, Die Dampfturbinen und die Aussichten der Wärmekraftmaschinen. Zeitschrift d. Ver. d. Ingenieure, 1903, S. 1 ff.

1) Grashof, Theoretische Maschinenlehre, Bd. 1, 60, 1875.

2) Zeuner, a. a. O. S. 218 ff.

$$\frac{1}{\varkappa}\frac{1}{p}\frac{dp}{dx} = -\zeta\frac{u^2}{a^2}\left(1-\frac{\varkappa u^2}{u^2-a^2}\right) - \frac{u^2}{u^2-a^2}\frac{1}{F}\frac{dF}{dx}$$

oder einfacher

$$\frac{1}{\varkappa}\frac{d\,lgn\,p}{dx} = -\zeta\frac{u^2}{a^2}\left(1-\frac{\varkappa u^2}{u^2-a^2}\right) - \frac{u^2}{u^2-a^2}\frac{d\,lgn\,F}{dx} \qquad (7)$$

Durch Integration der Gleichung (2a) erhält man dagegen, wenn $p_i v_i$ den Zustand im Ausflussgefäss bedeutet, wo die Stromgeschwindigkeit $u_i = 0$ gesetzt werden darf

$$u^2 = \frac{2\varkappa g}{\varkappa - 1}(p_i v_i - pv) \qquad (8)$$

oder auch wegen (6) sowie mit $a_i^2 = kgp_i v_i$

$$u^2 = \frac{2(a_i^2 - a^2)}{\varkappa - 1}. \qquad (8a)$$

Für das Zusammenfallen der Stromgeschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit, welche dem augenblicklichen Zustande entspricht, also für $u = a$, wird hieraus

$$u^2 = a^2 = \frac{2a_i^2}{\varkappa + 1} = 2g\frac{\varkappa}{\varkappa + 1}p_i v_i \qquad (8b)$$

woraus wir schliessen müssen, dass, wenn überhaupt im Verlaufe des ganzen Vorgangs einmal die Stromgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit erreicht, sich immer eine und dieselbe, nur vom Anfangszustande $p_i v_i$ abhängige Schallgeschwindigkeit einstellen wird. Für diesen Fall, d. h für $u = a$ wird aber in (7)

$$\frac{d\,lgn\,p}{dx} = \pm\infty,$$

d. h. mit dem Eintreten der Schallgeschwindigkeit bei stationärer Strömung ist im allgemeinen ein Spannungssprung verbunden. Diese Erscheinung ist nun in der That sowohl beim Ausfluss von Gasen aus abgerundeten Mündungen wie auch beim Durchfluss durch cylindrische Rohre von Fliegner und Zeuner beobachtet worden, welche beide direkt Druckmessungen durch feine Anbohrungen an verschiedene Stellen vornahmen, aus denen durch Extrapolation sich die Drucke in der Mündung ergaben (Fig. 1), während Stodola derartige Messungen durch ein in der Stromachse verschiebbares Messröhrchen erzielte. Der Drucksprung fand alsdann stets im Mündungsquerschnitt selbst statt, sobald bei konstantem Gefässdruck p_i der Aussendruck unter einen gewissen Betrag p_0 herabging. Alsdann wird, da der Mündungsquerschnitt immer mit derselben Geschwindigkeit a und demselben Druck p_0 passiert wird, nach (5) die Ausflussmenge

$$G = F\frac{a}{v_0} = Fp_0\sqrt{\frac{\varkappa + 1}{2}\frac{\varkappa g}{p_i v_i}} \qquad (9)$$

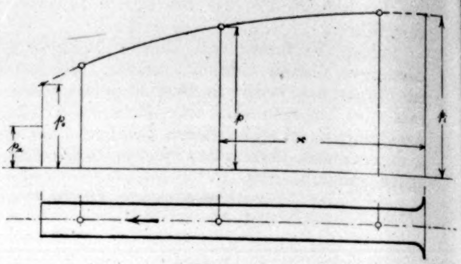


Fig. 1.

konstant und unabhängig vom Aussendruck $p_a < p_0$, ein Satz, der schon von de St. Venant und Wantzel (1839) für abgerundete Mündungen[1]) aufgestellt und 1900 von Zeuner auf cylindrische Rohre unter Beigabe von bestätigenden Versuchsergebnissen ausgedehnt wurde. Für abgerundete Mündungen ohne Widerstand lässt sich der kritische Mündungsdruck p_0 leicht aus der Verbindung von (2a) und (2b) mit $\zeta = 0$, sowie für $dG : dp = 0$ in (5) leicht berechnen und zwar zu

$$p'_0 = p_i\left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} \qquad (10)$$

während er bei cylindrischen Rohren durch die Widerstände ebenso herabgezogen wird, wie die ihm nach Gl. (9) proportionale Ausflussmenge G.

Nachdem wir somit die Übereinstimmung unserer Theorie mit den Beobachtungen an cylindrischen Rohren und abgerundeten Ausflussmündungen nachgewiesen haben, kehren wir wieder zu unseren allgemeinen Formeln zurück und stellen zunächst die Bedingung für das Eintreten einer grössten Stromgeschwindigkeit fest. Hierfür verschwindet offenbar $du : dx$, so dass wir an Stelle von (2^b) auch haben:

$$\frac{v\,dp}{dx} + \zeta\frac{u^2}{g} = 0$$

oder, wenn wir wieder die Schallgeschwindigkeit (6) einführen

$$\frac{d\,lgn\,p}{dx} = -\varkappa\zeta\frac{u^2}{a^2} \qquad (11)$$

Da nun sowohl $\varkappa$ und ζ, als auch u^2 und a^2 lediglich positiv sein können, so folgt hieraus, dass die Geschwindigkeit ein Maximum ganz allgemein nur bei sinkendem Drucke annehmen kann. Setzen wir weiter den Wert (1) in Gl. (7) ein, so vereinfacht sich dieselbe sofort in

1) Siehe hierüber auch die Arbeit R. Emden, Über die Ausströmungserscheinungen permanenter Gase, Leipzig 1898, in welcher das Auftreten stationärer Schallwellen im Ausflussstrahle für $p_a < p_0$ experimentell nachgewiesen wurde, während Blaess (a. a. O.) die Konstanz von G bei Ausfluss von Wasserdampf unter derselben Bedingung feststellte.

$$\frac{d \lg n F}{dx} = + \varkappa \zeta \frac{u^2}{a^2}, \qquad (12)$$

woraus wiederum hervorgeht, dass ein Geschwindigkeitsmaximum nur innerhalb eines Rohres mit zunehmendem Querschnitt F möglich ist. Auf cylindrische Rohre und gut abgerundete Mündungen angewandt, besagt dies, dass die grösste Geschwindigkeit überhaupt erst an der Rohrmündung auftreten kann, während für divergente Rohre solche Stellen innerhalb zu suchen sind. Addiert man nun die beiden Bedingungsgleichungen (11) und (12), so folgt

$$\frac{d \lg n p F}{dx} = 0 \text{ oder } pF = C, \qquad (13)$$

d. h. in dem Diagramm des Druckes als Funktion des Querschnittes berühren die Druckkurven in den Punkten grösster Geschwindigkeit eine gleichseitige Hyperbel, der natürlich für divergente Rohre eine ähnlich verlaufende Kurve HH als Funktion der Abstände von der Achse entspricht, siehe Fig. 2. Diese Kurve, welche demnach alle

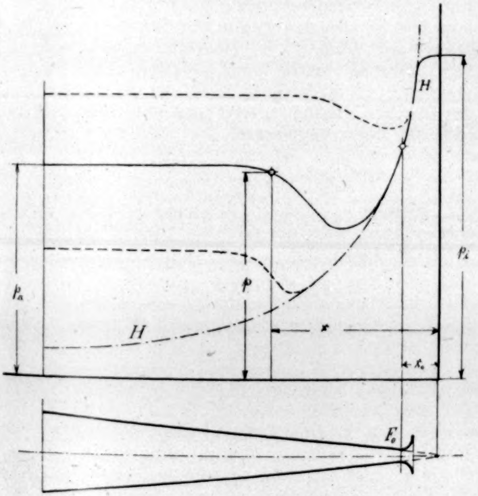


Fig. 2.

wirklichen Druckkurven einhüllen muss, hat nun Stodola durch seine Messungen wirklich in schönster Weise versuchsmässig nachgewiesen (siehe Fig. 9 seiner oben angeführten Abhandlung). Für $u = a$, d. h. für das Zusammenfallen der Stromgeschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit, welche nach (8b) für einen vorgelegten Anfangszustand $p_i v_i$ immer einen und denselben Wert besitzen muss, ergiebt sich aus (12) die einfache Bedingung

$$\frac{d \lg n F}{dx} = \varkappa \zeta, \qquad (14)$$

d. h. es giebt für jedes Gas in einem vorgelegten divergenten Rohre einen und nur einen Querschnitt, in welchem die maximale Stromgeschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit identisch wird. Für Druckkurven, welche die Hüllkurve oberhalb dieses Punktes berühren, dem wir die Abszisse x_0 mit dem Querschnitt F_0 zuschreiben wollen, wird die Schallgeschwindigkeit niemals erreicht, für unterhalb dieses Punktes berührende Druckkurven wird sie dagegen überschritten, so dass sich in der That die von Zeuner vertretene, von Fliegner aber bekämpfte Anschauung[1]), dass in divergenten Rohren höhere Stromgeschwindigkeiten als die Schallgeschwindigkeit auftreten, bestätigt.

Für den Querschnitt F_0, der hiernach für alle unterhalb des zugehörigen Punktes die Hyperbel in Fig. 2 berührenden Druckkurven mit der Schallgeschwindigkeit (8b) unter dem Drucke p_0 durchströmt wird, muss nunmehr auch sofort die Durchflussmenge G durch (9) gegeben sein. Daraus folgt weiterhin, dass sie für divergente Rohre vom Unterschreiten eines gewissen Aussendruckes p_a ab bei unverändertem Anfangszustand $p_i v_i$ konstant bleibt, dagegen bei Überschreiten dieses Aussendruckes bis $p_a = p_i$ rasch abnimmt. Auch dieses Verhalten wird durch die Versuche von Stodola sowie diejenigen von Blaess, deren Ergebnisse sich durch ein Diagramm Fig. 3 wiedergeben

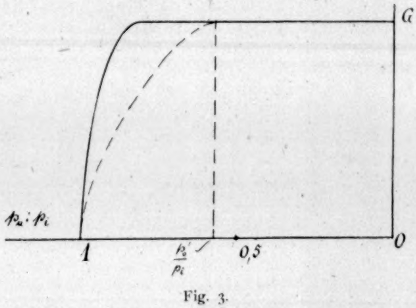


Fig. 3.

lassen, vollauf bestätigt. In dieser Figur haben worin ausserdem noch die Abnahme der Ausflussmenge für gut abgerundete Düsen bei Überschreiten des Druckverhältnisses $p_0' : p_i$, worin p_0' durch (10) gegeben ist, punktiert eingetragen. Daraus erkennt man, dass der Ausfluss durch divergente Rohre sich unter der saugenden Wirkung eines Vakuums im Rohr-

1) Zeuner, Theorie der Turbinen, 1899, S. 273. Fliegner, a. a. O. in den Schlussbemerkungen.

innern vollziehen muss, welches sowohl durch die Druckmessungen **Stodolas** und **Fliegners** angezeigt, als auch durch unsere Theorie bestätigt wird. Die Bedingung für den Eintritt eines Druckmaximums oder Minimums im Rohr, also $dp:dx=0$ führt nämlich mit (2b) auf

$$\frac{d\lg n\,u}{dx}=-\zeta \qquad (15)$$

und mit (7) auf

$$\zeta u^2(\varkappa-1)=a^2\left(\frac{d\lg n\,F}{dx}-\zeta\right) \qquad (16)$$

Aus diesen Bedingungsgleichungen folgt unmittelbar, dass ein Druckmaximum oder Minimum nur an Stellen mit wachsendem Querschnitt auftreten kann und dass an diesen Stellen die Geschwindigkeit abnimmt. In der That trat bei **Stodolas** Versuchen das Druckminimum im divergenten Rohre hinter dem Berührungspunkte der Druckkurve mit der Kurve der Geschwindigkeitsmaxima auf (Fig. 2). Auch die übrigen Beobachtungsergebnisse dieses Forschers, deren Anführung hier zu weit führen würde, schliessen sich zwanglos unserer Theorie an, deren Entwickelung und Prüfung an der Erfahrung durch die **Stodola**schen stetigen Druckmessungen uns überhaupt ausserordentlich erleichtert wurde. Die gleichzeitige Übereinstimmung der Theorie mit den Ergebnissen sämtlicher anderen Experimentatoren ist schliesslich ein schöner Beweis für die Exaktheit der angewandten Methoden und die auf Beobachtungen verwandte Sorgfalt.

Schliesslich sei noch darauf hingewiesen, dass unsere Theorie auch das **Mach**sche Phänomen des plötzlichen Ansteigens des Geschosswiderstandes beim Überschreiten der Schallgeschwindigkeit als Spezialfall umfasst. Denkt man sich nämlich in Fig. 4

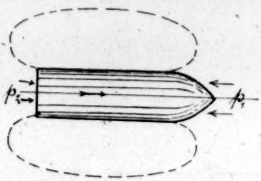


Fig. 4.

das Projektil mit kreisförmigem Querschnitt F axial auf kurze Zeit mit konstanter Geschwindigkeit durch die Luft bewegt, so kann der sog. Schusskanal um das Geschoss als Bestandteil einer Rohrleitung mit ausserhalb beliebig veränderlichem Querschnitt betrachtet werden, in der eine stationäre Strömung der Luft durch das als Kolben wirkende Geschoss in der Pfeilrichtung hervorgerufen bezw. aufrecht erhalten wird. Ist dann p_1 der Druck vor und p_2 derjenige hinter dem Geschoss, so ist der Widerstand derselben in der Bahn durch

$$P=\frac{dW}{dx}=(p_1-p_2)F+\frac{u^2}{g}\zeta' l \qquad (17)$$

gegeben, worin l die Länge des cylindrischen Geschossmantels und ζ' einen unserem Rohrwiderstandskoeffizienten entsprechenden Faktor bedeutet, dessen Grösse einerseits vom Durchmesser, andererseits aber auch von der Oberflächenbeschaffenheit des Geschossmantels abhängt. Andererseits gilt aber für den Fall der stationären Strömung Gleichung (7), welche sich in unmittelbarer Nachbarschaft des Geschosses, wegen $\frac{d\lg F}{dx}=0$ vereinfacht in

$$\frac{1}{\varkappa}\frac{d\lg n\,p}{dx}=-\zeta\frac{u^2}{a^2}\left(1+\frac{\varkappa u^2}{a^2-u^2}\right)$$

woraus sich sofort durch Integration über die Mantellänge l des Geschosses

$$\frac{1}{\varkappa}\lg n\frac{p_1}{p_2}=-\zeta l\frac{u^2}{a^2}\left(1+\frac{\varkappa u^2}{a^2-u^2}\right) \qquad (18)$$

ergiebt. Hinter dem Geschoss verengt sich nach Fig. 4 der Stromquerschnitt, vor demselben erweitert er sich dagegen in der Stromrichtung, sodass wir nach (7) in Übereinstimmung mit der Erfahrung hinter dem Geschoss eine Depression, vor demselben aber ein Anwachsen des Druckes erhalten. Setzt man nun, etwa mit Hilfe der Näherungsformel

$$\lg n\frac{p_1}{p_2}=2\frac{p_1-p_2}{p_1+p_2}=\frac{p_1-p_2}{p_m}$$

die Differenz p_1-p_2 in Gleichung (17) ein, so erkennt man, dass der Geschosswiderstand angenähert durch

$$P=\zeta' l\frac{u^2}{g}-\varkappa Fp_m\left\{\zeta l\frac{u^2}{a^2}\left(1+\frac{\varkappa u^2}{a^2-u^2}\right)\right\} \qquad (17a)$$

dargestellt werden kann. Dividiert man diesen

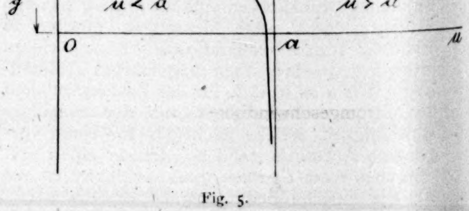


Fig. 5.

Ausdruck durch u^2, so erhält man den in der Ballistik gebräuchlichen Gesamtwiderstandskoeffizienten

$$\zeta_0 = \frac{\zeta' l}{g} - \varkappa \zeta l \frac{F p_m}{a^2}\left(1 + \frac{\varkappa u^2}{a^2 - u^2}\right) \qquad (19)$$

der bei $u = a$ von $-\infty$ plötzlich in $+\infty$ übergeht. Die Abhängigkeit desselben von der Geschwindigkeit wird durch das Diagramm Fig. 5 verdeutlicht, in welches der wirkliche nahezu sprungweise Übergang nach den Versuchen von Mach u. anderen punktiert eingetragen ist. Auch der weitere Verlauf, d. h. die Abnahme von ζ_0 im Gebiete $u > a$ deckt sich mit neueren Versuchen befriedigend, sodass auch dieses Problem durch unsere Theorie hinreichend aufgeklärt erscheint.[1])

1) Siehe z. B. die Widerstandskurve von Siacci in der Rivista d'artiglieria e genio 1896, S. 341. In Fig. 5 ist übrigens der Anfangswert für $u = 0$ nicht richtig bezeichnet, wie aus Gl. (19) hervorgeht. Ausserdem ist zu bemerken, dass die obenstehende Theorie streng genommen nur für unendlich kurze Geschosse, bezw. dünne Scheiben gilt.

Göttingen, Institut für technische Physik.

(Eingegangen 1. März 1903.)

Über nur für ultroviolettes Licht durchlässige Schirme und deren Verwendung in der Spektralphotographie.

Von R. W. Wood.

In einer kürzlich an das „Philosophical Magazine" und das „Astrophysical Journal" eingesandten Mitteilung habe ich einen Schirm beschrieben, durch den hindurch eine Gasflamme gänzlich unsichtbar ist, der aber doch ultraviolettes Licht in genügender Menge durchlässt, dass man imstande ist, mit Hilfe einer Bogenlampe und einer konvexen Linse einen dunklen Lichtbrennpunkt für Strahlen zwischen den Wellenlängen 0,00033 und 0,00034 darzustellen, in dem ein Stück Uraniumnitrat mit glänzender grüner Phosphorenz aufglüht. Die Substanz, die es mir ermöglicht hat, einen derartigen Schirm herzustellen, ist das Nitroso-Dimethylanilin, dessen eigentümliche optischen Eigenschaften ich in einer früheren Arbeit erwähnt habe und augenblicklich untersuche. Eine verdünnte Lösung dieser Substanz in Glycerin oder ein mit demselben gefärbtes Gelatinefilm absorbiert zwischen den Wellenlängen 0,00050 und 0,00037 stark und lässt sonst alles durch, sogar bis zu der letzten Kadmiumlinie bei etwa 0,00020. Wenn man eine oder mehrere Scheiben sehr dichten Kobaltglases mit gefärbten Gelatinefilms überzieht, so wird nur das äusserste Rot und das Ultraviolett durchgelassen. Das Rot entfernte ich schliesslich vermittels einer sehr dünnen Scheibe von Chances „Signalgrünglas", wie dies von Herrn Ives bei seinem Chromoskop für den ersten Reflektor benutzt wird.

Die in einer Quarzzelle enthaltene Glycerinlösung dürfte sich bei mancherlei Untersuchungen, wo es wünschenswert ist, gerade das aktinische Blau und das violette Licht zu eliminieren und nur das Ultraviolett übrig zu behalten, sehr nützlich erweisen, zum Beispiel beim Photographieren von Spektren höherer Ordnung mit konkavem Gitter. Mit einer solchen Zelle habe ich das ultraviolette Eisenspektrum dritter Ordnung unbeeinflusst vom Blau zweiter Ordnung photographiert. Eine Wiedergabe eines kleinen Teiles dieses Photogramms ist auf beigefügter Figur zu sehen. Der Mittelstreifen ist ultraviolett dritter Ordnung, die äusseren Streifen sind mit durchschnittenem Schirm aufgenommen und zeigen übereinander gelagert die zweite und dritte Ordnung.

Ich habe auch die Kadmiumlinien zwischen 0,00020 und 0.00025 im Funkenspektrum zweiter Ordnung photographiert, ungestört von den mit ihnen vermischten Luftlinien erster Ordnung. Wenn man diese Anwendung im Auge hat, so hat es keinen Zweck, das Nitroso-Dimethylanilin mit dem gefärbten Glase zu kombinieren, da das nicht aktinische Licht nicht stört und das Glas alles absorbiert, was unterhalb von 0,00033 liegt. Der dunkle Schirm lässt eine sehr geringe Menge sichtbaren Lichtes durch, wenn man den Lichtbogen benutzt, vor allem das der letzten sichtbaren Cyanogenbande, so dass der Brennpunkt nicht absolut dunkel ist, sondern ein daselbst angebrachtes Stück Papier eine schwach lavendelblaue Färbung zeigt. Ich habe auch Schirme hergestellt, die einen absolut dunklen Brennpunkt geben; dann ist aber das Ultraviolett so bedeutend schwächer, dass ich es vorziehe, ein wenig vom äussersten Violett hindurchzulassen, weil das Uraniumnitrat dann so bedeutend heller leuchtet. Ich habe auch einen Schirm hergestellt, bestehend aus einem Gelatinefilm aus Glas, gefärbt mit einer Mischung von Nitroso-Dymethylanilin und Uranin, der bei Benutzung mit einer gewöhnlichen (d. h. nicht orthochromatischen) photographischen Platte ein ausschliesslich mit ultraviolettem Lichte aufgenommenes Photo-

U.V. 3100 III.

U.V. 3042 III.

4415

4383 II.

gramm liefert. In der Originalarbeit sind derartige Photographien von Landschaften wiedergegeben, die gewisse merkwürdige Eigentümlichkeiten zeigen. Augenblicklich bin ich mit Versuchen beschäftigt, um festzustellen, ob irgend welche Besonderheiten an Photographien des Mondes und anderer den Astronom interessierenden Dinge, die auf diese Weise hergestellt sind, zu beobachten sind.

Baltimore Md., John Hopkins Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 3. Februar 1903.)

Über elektrische Resonanz von Metallkörnern für Lichtwellen.

Von R. W. Wood.

Seit dem Erscheinen meiner beiden Arbeiten über obigen Gegenstand im „Philosophical Magazine“[1]) sind zwei auf dasselbe Thema bezügliche Mitteilungen veröffentlicht worden. Die erste derselben ist von F. Kirchner[2]); daselbst werden die Farben der Lippmannschen Photogramme derselben Ursache zugeschrieben. Da nun aber die Anwesenheit von durch die stehenden Wellen abgeschiedenen Reflexionslamellen in dem von Dr. Neuhauss zu Berlin angefertigten schönen Photogramm eines Teiles dieser Films nachgewiesen worden ist, und da die Entfernung zwischen diesen Lamellen verschieden ist, je nachdem die Platte nass oder trocken ist, scheint es mir, dass die Annahme einer Resonanz in diesem Falle unnötig ist. Ich weiss sehr wohl, dass beim Lippmannschen Prozess zwischen den Thatsachen und der Theorie nur mangelhafte Übereinstimmung herrscht; aber Verfasser bespricht diesen Umstand nicht und erklärt auch nicht, warum er die gewöhnliche Erklärung der Farben verworfen hat: kurz, die Interferenz wird in der Arbeit nicht erwähnt.

Die zweite Mitteilung ist von J. Kossonogoff und ist in dieser Zeitschrift (**4**, 208, 1903) erschienen; dieselbe behandelt Erscheinungen, die mit den in meinen früheren Arbeiten beschriebenen identisch sind.

Verfasser führt aus, dass ich in diesen Arbeiten metallische Films behandelt hätte, welche im sichtbaren Spektrum selektive Reflexion zeigten; er erwähnt jedoch nicht, dass ich dieselben auf Rechnung von Resonanz für Lichtwellen gesetzt habe, indem die selektive Wellenlänge von der Grösse der Metallkörnchen, ihrer gegenseitigen Entfernung und der Dielektrizitätskonstante des Mediums abhängt, in das sie eingebettet sind. Die Schlussfolgerungen, die er am Ende seiner Arbeit giebt, differieren in keiner Weise von denen, die ich in meiner ersten Arbeit angeführt habe. So weit ich sehen kann, sind in seiner Arbeit keinerlei neue experimentelle oder theoretische Thatsachen aufgeführt, ausgenommen den in seinem Telegramm angegebenen Umstand, dass er Resonanz in Schmetterlingsflügeln entdeckt hätte. Die mikroskopische Beobachtung der Körner, die durch Erwärmen erzeugte Farbenveränderung des Films, die von ihm angeführte Verschiebung des Absorptionsstreifens, wenn der Film mit einer Flüssigkeit von hoher Dielektrizitätskonstante benetzt wird, dies alles ist bereits in meinen Arbeiten erwähnt worden. Er behauptet, er hätte Körner in Goldfilms beobachtet und ich wäre dazu nicht imstande gewesen. Wenn er auf Seite 427 meiner zweiten Mitteilung nachsehen will, so wird er finden, dass dem nicht so ist, da ich ausdrücklich erwähne, dass ich bei der Untersuchung von mit einem Diamanten auf Goldfilms gezogenen Strichen zahlreiche kleine Körnchen von etwa derselben Grösse wie die früher beschriebenen Natriumpartikel entdeckt habe.

Verfasser erwähnt zu Beginn seiner Arbeit, dass er seine ersten Resultate zu Anfang des Jahres 1902 erhalten und Prof. N. Schiller mitgeteilt hätte. Wenn es erlaubt ist, von privaten Mitteilungen zu sprechen, so muss ich sagen, dass meine ersten Versuche mit granularen Films von Alkalimetallen im Frühjahr 1901 gemacht wurden und dass ich in einem Briefe an Prof. Ames im Juli desselben Jahres meine Überzeugung aussprach, dass die Farben nur durch elektrische Resonanz der kleinen Metallkörnchen zu erklären wären.

Er schliesst seine Arbeit mit folgenden Worten: „Da zu dem von den Metallschichten reflektierten Lichte eine grosse Menge von jedem Lichte beigemischt ist, welches von der Glasfläche reflektiert ist, so muss man bei beschriebenen Untersuchungen das Licht durch zwei gekreuzte Nicols gehen lassen.“ Hierzu ist eine Anmerkung des Inhalts beigefügt, dass alle diese Beobachtungen am 28. Oktober 1902 (einen Monat nach Veröffentlichuug meiner zweiten Arbeit) der Physik. Ges. zu Kiew mitgeteilt worden seien. Im Anschluss an diesen Schlussparagraphen mag es der Mühe wert sein, aus meiner Arbeit folgendes zu citieren: „In Anbetracht der Durchsichtigkeit der Films ist dem selektiv reflektierten Lichte eine Menge weisses Licht beigemischt; dieses kann vermittels eines Nicols abgehalten werden, wenn die Reflexion im Polarisationswinkel für Glas stattfindet; dann erscheint das nunmehr unpolarisierte gefärbte Licht des Films ausserordentlich hell“.

Baltimore Md., John Hopkins Universität, 22. Januar 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 3. Februar 1903.)

1) Phil. Mag., April, 396; Okt., 425, 1902.
2) Königl. Sächs. Ges. zu Leipzig, Sitz. vom 30. Juni 1902.

Zur optischen Resonanz. I.

Von A. Bock.

Erscheinungen und Thatsachen, welche Herr J. Kossonogoff[1]) an fein zerstäubten Substanzen qualitativ und dann an den Schuppen von Schmetterlingsflügeln quantitativ beobachtet und auf Grund von elektromagnetisch beobachteter selektiver Reflexion von Wellen als optische Resonanz erkannt hat, wurden von mir 1893 bis 1895 am R. v. Helmholtzschen Dampfstrahl studiert.[2])

Die Entdeckung stehender Lichtwellen durch Wiener war damals noch neu und wirkte anregend und es war meine Überzeugung, dass Wasserkügelchen mit einem Durchmesser von der Ordnung einer Lichtwellenlänge λ selbst, eben nur solches Licht wieder ausstrahlen könnten, indem der Lichtäther in ihnen in stehende Schwingungen versetzt würde.

Herr W. Kutta[3]) machte mir vor drei Jahren den Vorschlag, analog der Dampfwolke mit gleichen Tröpfchen, ein System elektromagnetisch gleichgestimmter Resonatoren aufzubauen und mit elektromagnetischen Wellen zu experimentieren analog wie mit dem Dampfstrahl, um zu entscheiden, ob die optischen Erscheinungen am Dampfstrahl mehr einen zufälligen Charakter besitzen, oder ein fundamentales Gesetz zum Ausdruck brächten. Diese Frage wurde unterdessen von Herrn J. Kossonogoff[4]) und besonders von den Herren Aschkinass und Schaefer erledigt und auf Grund der Resultate eben von ersterem nach optischer Resonanz gesucht.

I. Bestimmung der Tropfengrösse.

Wasserdampf, welcher aus einer Röhre mit Spitze von etwa 1,7 mm lichter Weite unter circa 100 mm *Hg*-Druck ausströmt, kann durch Luft, welche Säure, etwa Salzsäure durchperlt, und ganz in der Nähe der Spitze, wo der Dampf noch unsichtbar ist, hineingeblasen wird, beliebig gefärbt werden. Die Säure befindet sich in einem kleinen Fläschchen, welches wie eine Gaswaschflasche eingerichtet ist.

Der Dampfstrahl befindet sich am besten in der Nähe eines hohen Fensters, horizontal und parallel letzterem; der untere Teil des Fensters ist schwarz verhängt und vom oberen Teile aus wird der Strahl vom Tageslicht diffus beleuchtet und zwar am besten, wenn der Himmel gleichmässig bedeckt ist. –

Tritt der Luftsäurestrom in Aktion, immer unter demselben Druck und den Dampfstrahl immer an demselben Orte angreifend, so erscheint der Strahl prächtig azurblau, verdünnt man die Säure, erhält man der Reihe nach grünlich, gelb, bis zum Rot mit allen Übergangsfarben, wobei leider die Intensität der Farben abnimmt.

Befanden sich in der Vorlage 20 ccm reine konzentrierte Säure, so färbte sich der Dampfstrahl tief azurblau bis violett; im Spektroskop leuchteten nur diese Partien. Ich fügte 1 ccm Wasser hinzu und von dieser Mischung wurden ebenfalls nur 20 ccm in die Vorlage gebracht und die Farbe wieder untersucht, sodann wurde zum Gesamtquantum, also zu den 21 ccm wieder 1 ccm Wasser gebracht u. s. w. In der Vorlage befanden sich immer nur 20 ccm Mischung. Der in den Dampfstrahl getriebene Luftstrom war also proportional aktiv der Konzentration. Reines Wasser von Zimmertemperatur brachte nämlich keine Wirkung hervor. Das Säuregemenge wurde immer auf Zimmertemperatur gehalten. Es wurde nun die Konzentration, mit welcher die Versuchsreihe begonnen wurde, $=1$ gesetzt, so dass dann bei Hinzufügen von 1 ccm Wasser dieselbe $=\frac{20}{20+1}=0{,}95$ war; daneben wurde die beobachtete Farbe notiert. In folgender Tabelle repräsentieren die Zahlen die Konzentrationsgrenzen, zwischen welche hinein die Farben fallen. Es wurde mit drei Säuren gearbeitet. Sofort in die Augen fallend ist, dass alle drei Säuren bei derselben relativen Konzentration dieselbe Farbe hervorbringen.

Farbe	blau	grün	gelb	rot
Salzsäure . .	1.00–0,87	0.87–0.74	0.74–0.65	0.65–0.61
Salpetersäure	1.00–0.91	0.91–0.77	0.77–0.67	0.67–0.61
Schwefelsäure	1.00–0.91	0.91–0.77	0.77–0.71	0.71–0.65
Mittel . . .	0.95	0.83	0.72	0.65
Lichtwellenlänge . .	0.000466	0.000530	0.000589	0.000702

Diese Mittel der Konzentration verhalten sich wie

$$1:0{,}874:0{,}758:0{,}684$$

und die reziproken Werte der reflektierten Lichtwellenlängen, die reziproke Zahl von blau der Einheit gleichgesetzt wie

$$1:0{,}883:0{,}764:0{,}664.$$

Übereinstimmung der Zahlen ist zweifellos vorhanden.

A. „Wählt man die massgebenden Faktoren so, dass die Säure den Dampfstrahl gerade tiefblau färbt und setzt dann die Konzentration $=1$, verdünnt die Säure, erprobt wieder die Farbe, so ver-

1) Diese Zeitschrift **4**, 208 u. 258, 1903.

2) Als Assistent am physikal. Laboratorium der Techn. Hochschule München unter Prof. L. Sohncke.

3) Privatdozent an der Techn. Hochschule München.

4) Zur Frage der Dielektrika: Diese Zeitschrift **3**, 207, 1902; ferner Aschkinass u. Schaefer, Ann. d. Phys., **5**, 489, 1901.

halten sich die relativen Konzentrationen wie die reziproken Werte der Wellenlängen der vom Dampfstrahlselektiv reflektierten Lichtwellen."

Ein Wasserkügelchen vom Radius r, das im Dampfstrahl schwimmt, ist umgeben im Mittelwert von Wasserdampf, Spannkraft e, welcher für die dort herrschende Temperatur mindestens gesättigt ist. Infolge der Krümmung herrscht an der Oberfläche ein grösserer Dampfdruck p und wir haben nach Lord Kelvin

$$p-e=\frac{2\,T\sigma}{s}\cdot\frac{1}{r},$$

wo T die Oberflächenspannung und s das spezifische Gewicht des Wassers bezeichnet; σ ist die zu e gehörige Dichte des Dampfes.

In dem Säureluftstrome ist effektiv sehr wenig Säure enthalten und bei sehr geringen Säuremischungen mit Wasser ist die Verminderung der Dampfspannung direkt proportional der Konzentration; somit folgt aus der Gleichung, in welcher $p-e$, dieser Überdruck auf den Wasserkügelchen durch die Säure direkt proportional der Konzentration beeinflusst wird, sofort das Gesetz:

B. „Der Durchmesser der Wasserkügelchen ist direkt proportional der Länge der Lichtwellen, welche die Kügelchen selektiv reflektieren."

Ich bemerke noch, dass $\frac{2\,T\sigma}{s}$ hier eigentlich nur Rechengrösse ist; T wird höchstens um 1 Proz. beeinflusst. Der Säureluftstrom findet die Kugeln schon fertig vor und verhindert nur das Verdampfen und Überdestillieren der kleineren Tröpfchen auf die grösseren, wie aus folgendem auch klar wird.

Es handelt sich jetzt nur noch darum, für eine Farbe des Dampfstrahls die absolute Tropfengrösse zu bestimmen. Der Weg ist ein indirekter.

Beim natürlichen Dampfstrahl erkennt man, bei schon beschriebener Beleuchtung mit diffusem Tageslicht, von der Spitze ab der Reihe nach verschiedene Farbenzonen.

Zone I unsichtbar bis grau, es folgt dann
„ II blau,
„ III grünlich,
„ IV gelb,
„ V rot,

sodann breitet sich der Strahl aus und erhält das bekannte weissgraue Aussehen.

Hieraus ersieht man, wie von der Ausströmungsöffnung ab die Kügelchen immer grösser werden und zwar nach obiger Gleichung dadurch, dass der Dampf von der Oberfläche der kleineren, wo der Dampfdruck ein grösserer ist, nach der Oberfläche der grösseren, wo der Druck kleiner ist, hinüberströmt und die kleinen verdampfen und die grösseren wachsen. Dass das Einbringen von Säureluft nicht tropfenbildend, sondern nur konservativ wirkt, beweist die Thatsache, dass, wenn man unter Anwendung von konzentrierter Säure in der Vorlage den durchgeblasenen Luftstrom etwa in Zone III angreifen lässt, der Dampfstrahl sich ganz grünlich färbt, ob man stark oder schwach bläst; analog ist es mit den anderen Zonen. Dies ist ein Mittel, um nach Belieben den Dampf mit konzentrierter Säure zu färben. Durch die Säure wird hier einfach auf den grünen Tropfen die Dampfspannung so erniedrigt, dass kein Verdampfen der kleineren Tropfen und Hinüberdestillieren auf die grösseren erfolgt. Bei den früheren Versuchen, wo die Konzentration der Säure geändert wurde, liess man den Säureluftstrom immer in Zone I angreifen, und die betreffende Konzentration konnte eben nur eine bestimmte Tropfengrösse am Verdampfen verhindern, also den Überdruck $(p-e)$ modifizieren.

R. v. Helmholtz hat durch adiabatische Druckverminderung in einer Röhre aus reinem Wasserdampf Nebel gebildet[1]) und hat direkt für 40° C. den Wert $lg\left(\frac{p}{e}\right)=0{,}0036$ erhalten, für den Moment, wo in der Nebelröhre eben Wasserkügelchen auftraten. Da sich hieraus für den Durchmesser der Kügelchen $2\,r=0{,}000520$ mm ergiebt, die Wellenlänge des grünen Lichtes, so machte ich die Hypothese, dass in Zone III Kügelchen von dieser Grössenordnung existieren. Ich setzte hypothetisch deren Durchmesser $2\,r^1=0{,}000530$ mm, bestimmte mit einem Thermometer mit sehr kleinem Gefäss in Zone III die Temperatur zu 66°; hierzu findet sich aus Tabellen

$$T=6{,}7,\ \sigma=0{,}00017701,\ e=195{,}7\ \text{mm}\ Hg$$

und es ergiebt sich nach obiger Gleichung

$$lg\left(\frac{p}{e}\right)=0{,}00347.^{2)}$$

Die Werte stimmen so sehr, dass der hypothetisch angenommene Wert für den Tropfendurchmesser in der grünen Zone sich als richtig erweist. Die Gleichung gilt hier strenge, da die Tröpfchen auf natürliche Weise entstehen und wachsen.

Es ergiebt sich demgemäss im Vereine mit dem unter B Gesagten:

C. „Im gefärbten R. v. Helmholtzschen Dampfstrahl ist der Durchmesser der Tröpfchen von der Ordnung der Wellen-

1) Wied. Ann. **27**, 508, 1886.

2) Da der Wert von $log\left(\frac{p}{e}\right)$, wie R. v. Helmholtz glaubt, von der Temperatur abhängig ist, so vergleiche S. 28 der im folgenden citierten Abhandlung.

länge derjenigen Lichtart, welche er selektiv reflektiert."

Hiermit ist auf evidente Weise an kondensierenden Dämpfen optische Resonanz und selektive Reflexion nachgewiesen.[1])

1) Obige Resultate sind in breiter Ausführung enthalten in: A. Bock: Über die Dampfspannung an gekrümmten Flüssigkeits-Oberflächen, Programm d. k. Realschule Rothenburg a. T. 1896. — Für Interessenten sicherlich vom betreff. k. Rektorate erhältlich, soweit Vorrat vorhanden.

Passau, 6. Februar 1903.

(Eingegangen 11. Februar 1903.)

Die Lichtbrechung der Chromosphäre. Berechnung in zweiter Annäherung.

Von A. Schmidt.

Wäre eine leuchtende Kugel vom Radius r umgeben von einer homogenen lichtbrechenden Atmosphäre vom Brechungsindex n und von der Höhe h, und würde ein Lichtstrahl von der leuchtenden Oberfläche auf dem Wege CBA (Fig.) unter einmaliger Brechung in B zum Auge A in der Entfernung e vom Kugelmittelpunkt O gelangen, so würde zwischen den entsprechenden Winkeln des Strahles mit den Einfallsloten, φ bei A, α und β bei B, γ bei C die Beziehung bestehen:

$$r\, n \sin\gamma = (r+h)\, n \sin\beta = (r+h) \sin\alpha = e \sin\varphi.$$

Aus der Vernachlässigung der Schichthöhe h, d. h. der Identifizierung von β und γ, müssten zwei Fehler entspringen, auf deren einen schon in der ersten Abhandlung[1]) hingewiesen wurde. Die Helligkeit H würde in der Berechnung der Null um so näher gebracht, je näher eine Stelle dem Rande läge, weil α den Wert 90^0 am Rande erreichen würde, die Helligkeit

$$H = H_0 \cos^2\alpha : \cos^2\beta$$

gleich Null würde. Thatsächlich erreicht nur γ diesen Grenzwert 90^0, während bei genügend grossem Werte von h der Winkel β unter dem Betrag des Grenzwinkels der Totalreflexion, also α unter 90^0 bleibt.

Noch mehr bei nichthomogener, mit der Höhe an optischer Dichte abnehmender Atmosphäre ist der Randwert von α unbedingt kleiner als 90^0.

Zweitens muss die Vernachlässigung von h einen zu kleinen Wert von n auf der ganzen Scheibe ergeben. Da nämlich

$$\sin\alpha = n \sin\beta = n \frac{r}{r+h} \sin\gamma = n^1 \sin\gamma$$

ist, so wird die Gleichsetzung von β und γ statt des wahren Wertes n den Wert n^1 oder wenigstens einen mittleren Wert zwischen n und dem kleineren n^1 ergeben. Auch dieser bei unserer ersten Berechnung begangene Fehler gilt nicht minder für den Fall der nichthomogenen Atmosphäre.

1) Diese Zeitschr. **4**, 282, 1903.

Es empfiehlt sich daher, diese beiden Fehler dadurch zu vermeiden, dass man bei der Unkenntnis des wahren Gesetzes der Dichteabnahme für die Berechnung von n zunächst eine unbestimmt hohe homogene Atmosphäre, gleichsam eine unbekannte reduzierte Atmosphärenhöhe annimmt. Dabei wäre es eine unnötige Beschränkung, für die 6 Spektralgebiete, die unbekannte Grösse h als gleich vorauszusetzen. Denn selbst wenn die Photosphäre eine bestimmte Fläche darstellen sollte, liesse sich eine für die verschiedenen Brechungsindices gleiche reduzierte Atmosphärenhöhe nicht erwarten.

Unsere Berechnung der n gestaltet sich nun so: Für jedes Spektralgebiet der im Früheren mitgeteilten H. C. Vogelschen Tabelle[1]) bezeichnen wir die Abstände von der Scheibenmitte in Mass des Radius mit k_1, k_2, k_3 . . ., die mit 100 dividierten Helligkeitsprozente der Vogelschen Messungen (früher mit H/H_0 bezeichnet) mit a_1, a_2, a_3 . . in jedem Spektralgebiet, die zugehörigen Werte von α mit α_1, α_2, α_3 . . . Für jedes Spektralgebiet mit seinen 13 Beobachtungswerten ergeben sich dann 13 Systeme von Gleichungen zwischen den Grössen φ, α, $r+h$, a, k, n, aus welchen sich nach Elimination der andern Grössen folgende Beziehung zwischen n und den Werten von a und k ableitet: Für je zwei Indices s und t ist

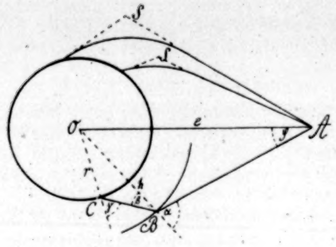
$$1)\qquad n^2 - 1 = (k_s^2 - k_t^2) : \left(\frac{k_t^2}{1-a_t} - \frac{k_s^2}{1-a_s}\right)$$

Jedes Spektralgebiet liefert also $\frac{13 \cdot 12}{1 \cdot 2} = 78$ Einzelbestimmungen von n durch Kombination der 13 Beobachtungen zu je zweien.

Die Präzision und Brauchbarkeit der 78 Werte ist eine sehr ungleiche. In erster Linie sind es die Randwerte von a, welche sich der Hypothese eines bestimmten Wertes h einer reduzierten Atmosphärenhöhe unmöglich fügen können. Das zu verlangen, würde heissen, die in unserer Figur mit S bezeichneten Punkte, in welchen sich die Anfangsrichtungen der Strahlen mit den Richtungen schneiden, in denen sie zum Auge kommen, müssen auf einer zur Photosphäre konzentrischen Kugelfläche liegen, während doch bei rund umlaufenden Randstrahlen diese Punkte ins Unendliche rücken. Wieweit die Hypothese die Annäherung zum Rande erträgt, muss der Erfolg der Berechnung zeigen.

Es geben ferner die der Mitte nächsten Beobachtungen a zu ungenaue Werte von $1-a$,

1) Ber. Berl. Akad. S. 104, 1877.



so dass auch diese Grössen für die Berechnung keine besonderen Dienste leisten, sie sind brauchbar zur Rechnungsprobe. Auch die aus unmittelbar aufeinander folgenden Beobachtungswerten gebildeten Kombinationen lassen den Einfluss der Beobachtungsfehler sehr stark hervortreten, welche bei den Kombinationen weiter entfernter Glieder in den Differenzen eine verhältnismässig kleinere Rolle spielen.

Demgemäss wurden nur die zu $k_3 = 0,3$ bis $k_{11} = 0,9$ gehörigen Beobachtungen zur Berechnung benützt, auch dies unter Weglassung der Sequens-Kombinationen, so dass jeder Wert von n (ohne weitere Bewertung der Präzision) sich als Mittel aus 28 berechneten Einzelwerten ergab. Um einen Überblick über die verschiedenen Mittelwerte von n zu geben, je nach der Beschränkung auch auf kleinere Gebiete, wie k_3 bis k_5 mit einem Mittel aus 3 Werten, k_3 bis k_7 mit Mittel aus 6 Werten, k_3 bis k_8 mit 10, k_3 bis k_9 mit 15, k_3 bis k_{10} mit 21 und endlich k_3 bis k_{11} mit 28 Werten zur Mittelbildung, sind folgende Rechnungsergebnisse zusammengestellt:

Werte der Brechungsindices n

	I	II	III	IV	V	VI
k_3-k_6	1.2845	1.2718	1.2737	1.3741	1.1304	1.1051
k_3-k_7	1.3019	1.2823	1.2860	1.3831	1.1119	1.0859
k_3-k_8	1.3209	1.2843	1.2817	1.3702	1.1043	1.0740
k_3-k_9	1.3375	1.2799	1.2738	1.3518	1.1022	1.0681
k_3-k_{10}	1.3472	1.2747	1.2660	1.3343	1.1042	1.0647
k_3-k_{11}	1.3489	1.2705	1.2587	1.3177	1.1082	1.0635

In wirklich überraschender Weise tritt aus dieser Zusammenstellung die Spektralgruppe IV heraus mit ihrem anomalen Verhalten. Die Vergleichung der Beobachtungswerte a dieser Gruppe mit denen der Nachbargruppen liess erwarten, ihr Wert n werde zwischen denen der Gruppen II und III sich ergeben. Das zeigte auch unsere frühere Berechnung in erster Annäherung. Nun aber stellt sich der Wert von n zwischen diejenigen von I und II, er droht selbst den von Gruppe I zu überflügeln. Ich war geneigt, dieses Ergebnis für einen Rechenfehler zu halten. Es liegt indessen im Verlauf der Werte a der Gruppe IV begründet. Die zur Berechnung benutzten Werte von k_3 bis k_{11} stehen zuerst näher bei denjenigen der Gruppe II, zuletzt näher bei denjenigen der Gruppe III, das Gesetz ihres Verlaufs ist also ein vom Gesetz dieser Gruppen abweichendes. Eine zweite Besonderheit der Gruppe IV liegt in der starken Abnahme der berechneten Werte n mit der Erweiterung des Beobachtungsgebietes von k_5 ab. Der ganzen Gruppe IV scheint gar kein genauerer einheitlicher Wert von n zu passen.

Vielleicht darf das so erklärt werden: Das Spektralgebiet IV, welches zwischen 510 und 515 $\mu\mu$ liegt, ist dem Anomalieherde so benachbart, dass selbst innerhalb dieses kleinen Gebietes eine erhebliche Dispersion besteht. Infolge hiervon müssen die centralen Teile der Sonnenscheibe einen grösseren Anteil an den brechbareren Strahlen des Gebietes aufweisen, als die von der Mitte entfernten Teile, in welchen die weniger brechbaren Strahlen stärker vertreten sind. In geringerem Masse zeigen auch die anderen Gruppen ausser I diese Besonderheit, besonders die ohnedies etwas breite Gruppe V (573—585 $\mu\mu$), welche auf der andern Seite des Anomalieherdes liegt.

Um für die ganze Berechnung eine Probe zu erhalten, war die Aufgabe zu lösen, mittels der gefundenen Werte n theoretische Werte b der relativen Helligkeit für verschiedene Werte von k zu berechnen. Die Differenzen der b und der a lassen dann sowohl im allgemeinen erkennen, wie weit die Anschauung, dass die Abnahme der Helligkeit von der Mitte zum Rande eine Wirkung der Refraktion sei, Berechtigung hat, als auch im besonderen lässt sich aus einer solchen Berechnung erkennen, wieweit die Hypothese einer reduzierten Atmosphärenhöhe zu einer Näherungsrechnung sich brauchbar erweist. Zur Berechnung leitete ich aus Gleichung (1) unter Ersatz der aus den Werten von a gewonnenen Mittelwerte der Funktionen $k^2:(1-a)$ durch die Funktion $k^2:(1-b)$ folgende zwei Gleichungen ab:

$$2)\quad \frac{1}{1-b_{13}} = \frac{1}{9}\,\Sigma_3^{11}\left(\frac{k^2}{1-a}\right) + \frac{1}{9}\,\frac{\Sigma_3^{11}(k^2)}{n^2-1} - \frac{1}{n^2-1}$$

$$3)\quad \frac{k_s^2}{1-b_s} = \frac{1}{1-b_{13}} + \frac{1-k_s^2}{n^2-1}$$

Damit ergab sich, Gruppe für Gruppe, eine Liste der berechneten Werte b_1 bis b_{13}. Da ich die H. C. Vogelsche Tabelle der a schon in der früheren Abhandlung mitgeteilt habe, folgt hier die Liste der Differenzen $100b - 100a$. Da die Beobachtungswerte a nur auf Zehntelprozente angegeben sind, bedeutet eine Differenz 0,05 Übereinstimmung.

Berechnung — Beobachtung.
in Prozenten der Helligkeit der Scheibenmitte.

k	I	II	III	IV	V	VI
0.1	0.00	+ 0.06	0.00	− 0.03	+0.02	−0.01
0.2	− 0.11	− 0.08	− 0.02	− 0.04	+0.04	+0.05
0.3	− 0.01	+ 0.02	− 0.02	+ 0.03	+0.02	+0.04
0.4	− 0.24	0.00	+ 0.09	+ 0.05	−0.07	−0.02
0.5	+ 0.10	+ 0.05	+ 0.13	+ 0.08	−0.25	−0.15
0.6	+ 0.44	+ 0.02	− 0.19	− 0.25	−0.22	−0.43
0.7	+ 0.33	− 0.33	− 0.35	− 0.55	+0.62	−0.06
0.75	+ 0.20	− 0.35	− 0.32	− 0.51	+1.00	+0.32
0.8	− 0.15	− 0.15	− 0.16	− 0.25	+1.22	+0.69
0.85	− 0.35	+ 0.18	+ 0.22	+ 0.36	+0.54	+1.12
0.9	− 0.79	+ 0.80	+ 1.03	+ 1.84	−1.83	+1.70
0.95	+ 2.44	+ 4.97	+ 4.26	+ 6.50	−6.86	+2.08
1.0	+11.05	+11.63	+22.76	+24.84	+9.08	+4.08

(Eingegangen 22. Februar 1903.)

Über die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe.

Von H. Seeliger.

Die spektralphotometrischen Beobachtungen des Herrn H. C. Vogel über die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe, von denen in der letzten Nummer dieser Zeitschrift[1]) die Rede war, habe ich vor 11 Jahren bearbeitet[2]) und eine beinahe vollkommene Darstellung der Messungsresultate erhalten, indem die gewöhnliche Extinktionstheorie und zwar in der Laplaceschen Form zur Anwendung kam. Es wurde dabei als Grundlage der Rechnung das Schema angenommen: jedes Element des eigentlichen leuchtenden Sonnenkörpers sende Licht aus nach dem von glühenden Massen befolgten Gesetze, nach welchem die Intensität des ausgesandten Lichtes proportional dem Cosinus des Emanationswinkels ist und dieses Licht erleide in einer in konzentrischen Kugelschichten angeordneten Atmosphäre Absorption. Über die Berechtigung dieser Grundlagen hier von neuem zu verhandeln, scheint mir nicht am Platz zu sein. Es mag nur erwähnt werden, dass sich dagegen um so weniger etwas wesentliches vorbringen lässt, als die äussersten Randpartien der Sonnenscheibe, wo jedenfalls Umbiegungen der Refraktionkurven auftreten, wie ich damals erörtert habe, nicht in Frage kommen sollen. Der Gang der Rechnung war folgender: die Flächenhelligkeit $\mathfrak{J}$ in einem Punkt der Sonnenscheibe steht mit der Helligkeit $\mathfrak{J}_0$ im Centrum in der Verbindung:

$$log \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}_0} = - \nu_1 R_{(z)}$$

wo ν_1 der Absorptionskoeffizient und $R_{(z)}$ der Betrag der Refraktion ist, welche ein Strahlenbündel erleidet, das vom betrachteten Oberflächenelement der Sonne unter der Zenithdistanz z ausgesendet werden muss, um in das Auge des Beobachters zu gelangen. Bezeichnet man mit μ_0 den Brechungsindex der Atmosphäre an der Oberfläche des Sonnenkörpers, i_1 den scheinbaren Winkelabstand des betr. Elementes vom Centrum der Sonnenscheibe, σ_0 den scheinbaren Radius des Sonnenkörpers, wie derselbe ohne Atmosphäre erschiene, so ist strenge:

$$sin\, z = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{sin\, i_1}{sin\, \sigma_0} \qquad (1)$$

Herr Vogel hat den Ort, auf den sich die jedesmalige Messung bezog, dadurch bestimmt, dass er in einem zum Hauptfernrohr parallelen Sucher das Sonnenbild betrachtete, den scheinbaren Radius S dieses Sucherbildes in gleiche Teile teilte und auf die verschiedenen Teilpunkte einstellte. So wurde

$$\varrho = \frac{i_1}{S}$$

bestimmt und die Messungen wurden für $\varrho = 0.1$, 0.2 etc. bis 0.9 schliesslich für $\varrho = 0.95$ ausgeführt. Ersetzt man in (1), was selbstverständlich erlaubt ist, die Sinus durch die Bogen, so wird also

$$sin\, z = \frac{\varrho}{\mu_0} \cdot \left(\frac{S}{\sigma_0}\right) = \frac{\varrho}{\mu_0} \cdot k.$$

Ich habe a. a. O. $k = 1$ gesetzt, ohne ausführliche Begründung. Eine solche schien deshalb ganz unnötig, weil sich im Verlaufe der Untersuchung zeigte, dass man die absoluten Werte von μ_0 ohnehin nicht bestimmen kann und sich nur herausstellte, dass die μ_0 für die verschiedenen Farben verschieden herauskommen, demnach eine bedeutende Dispersion auf der Sonne vorhanden zu sein scheint. Es kommt demnach hier nur in Frage, dass k von der Farbe unabhängig sei und das ist selbstverständlich strenge der Fall. Ob indessen k wesentlich von 1 verschieden ist, darüber mag man verschiedener Ansicht sein. Ich selbst habe die Meinung vertreten, dass k sehr nahe $= 1$ anzunehmen sein wird und ich sehe keinen Grund ein, von dieser Ansicht zurückzukommen. Doch gehe ich zur Vermeidung jeglicher Polemik auf diesen Punkt nicht näher ein.

Dagegen möchte ich etwas anderes zur Sprache bringen. Die zur Anwendung gekommene Extinktionstheorie nimmt bekanntlich, wie wohl alle ähnlichen Theorien, nicht auf den Umstand Rücksicht, dass die von einem leuchtenden Flächenelemente ausgehenden Strahlen durch die Brechung in der Atmosphäre divergenter gemacht werden, wenn sie von innen nach aussen und konvergenter, wenn sie von aussen nach innen verlaufen. Die Grösse der Vermehrung oder Verminderung der Divergenz hängt offenbar von der Richtung des Strah-

1) Diese Zeitschrift **4**, 283, 1903.
2) Über die Extinktion des Lichtes in der Atmosphäre. Sitzungsberichte der Münchener Akademie, Nov. 1891.

lenbündels ab. Die Nichtberücksichtigung dieses Umstandes bei der Berechnung der Extinktion des Lichtes der Himmelskörpers in unserer Erdatmosphäre ist unzweifelhaft eine Ungenauigkeit, was wohl auch schon von anderer Seite bemerkt worden ist. Es zeigt sich indessen, dass der hierdurch entstehende Fehler erst ganz in der Nähe des Horizontes, also für sehr grosse Zenithdistanzen merklich wird und deshalb in der Praxis keine Rolle spielt, weil hier genaue photometrische Beobachtungen schon aus andern Gründen nicht durchführbar sind. Man könnte nun aber meinen, dass bei der Sonne ein sehr bedeutender Einfluss der veränderten Divergenz der Strahlen auf die Lichtverteilung auf der Sonnenscheibe in dem Sinne sich herausstellen wird, dass die Flächenhelligkeit mit der Entfernung von der Scheibenmitte vermindert wird, denn die Brechungen könnten hier sehr viel stärker sein, wie in der Erdatmosphäre. Eine solche Meinung, die in dem oben zitierten Aufsatze vertreten wird, wird aber durch eine richtig geführte Rechnung vollständig widerlegt, denn es zeigt sich, dass die gleichmässige Helligkeit der Sonnenscheibe durch den genannten Umstand allein nicht im mindesten alteriert wird. Im folgenden soll diese Sachlage klargestellt werden. Es wird dabei auf die Absorption der Lichtstrahlen in der Sonnenatmosphäre keine Rücksicht genommen und nur die Umgestaltung der Strahlenbündel durch die Brechung in Betracht gezogen. Die Rechnung lässt sich ohne Schwierigkeit einfach und streng durchführen. Da also die Refraktion an sich gar keinen Einfluss auf die Verteilung der Flächenhelligkeit auf der Sonnenscheibe hat, ist es ein ganz vergebliches Unternehmen, ohne Rücksicht auf die Absorption zu nehmen aus den Beobachtungen über die Flächenhelligkeiten Schlüsse auf die Brechungskoeffizienten der Sonnenatmosphäre ziehen zu wollen.

Jeder Punkt eines Oberflächenelementes do des Sonnenkörpers sendet ein Strahlenbündel in der Richtung der Zenithdistanz z aus. Die Anfangsrichtungen umgrenzen einen Kegel mit der Öffnung $d\omega$. Durch Brechung auf dem weiteren Wege durch die Atmosphäre wird das Bündel gekrümmt und wird einen veränderlichen Querschnitt haben. Es werde nun an irgend einer Stelle von einem Schirme (Fernrohrobjektiv) senkrecht zu der hier stattfindenden Richtung der Lichtstrahlen aufgefangen und habe hier einen Querschnitt vom Flächeninhalt dS. Wenn keine Absorption stattfindet und J die Leuchtkraft des Elementes do ist, so wird dS von do die Lichtmenge

$$J\, d\omega \cdot do \cdot \cos z$$

erhalten. Wenn an der Stelle von dS ein sehr kleines Flächenstück df (z. B. ein Fernrohrobjektive von dieser Öffnung) sich befindet, so wird dieses die Lichtmenge

$$dQ = J \cdot do \cdot \cos z \cdot \frac{d\omega}{dS} df$$

erhalten. Die scheinbare Grösse, unter welcher do von df aus gesehen, erscheint sei $d\Omega$. Es ist $d\Omega$ die Öffnung des Kegels, der von den Anfangsrichtungen der Strahlen begrenzt wird, die von df ausgehend nach den Brechungen im zwischenliegenden Medium das Flächenelement do gerade umhüllen. Die scheinbare Flächenhelligkeit H des Elementes do gesehen von df aus ist bekanntlich definiert durch:

$$H = \frac{dQ}{d\Omega} = J \cdot df \cos z \cdot \frac{d\omega}{dS} \cdot \frac{do}{d\Omega} \qquad (1)$$

Diese Formel gilt ganz allgemein, welcher Art auch die Brechungen im Medium zwischen do und df sein mögen.

Es soll nun eine leuchtende Kugel (Sonne) mit dem Radius a vorliegen, deren Mittelpunkt M sei. Diese sei umgeben von einer in konzentrischen Kugelschichten angeordneten Atmosphäre. Der Ort des Flächenelementes do soll kurz mit (1), der des Schirmes df, welcher weit ausserhalb der Kugel in der Entfernung Δ gedacht werden mag, kurz mit (2) bezeichnet werden. Jeder Strahl, der von irgend einem Punkt b der leuchtenden Kugel zu irgend einem anderen Punkt c führt, bleibt dann bekanntlich immer in der Ebene bMc. Lassen wir das von (1) ausgehende Strahlenbündel begrenzt sein durch 4 Strahlen: der erste gehe in der Richtung der Zenithdistanz z von (1) aus, der zweite unter demselben z, liege aber in einer Ebene, die um $d\alpha$ gegen die Ebene des ersten Strahles geneigt sei, der dritte und vierte Strahl gehen in der Richtung der Zenithdistanz $z + dz$ aus und liegen in der Ebene des ersten bezw. des zweiten Strahles.

Das solchergestalt definierte Strahlenbündel schneidet aus der Kugel vom Radius Δ und mit dem Mittelpunkt M ein kleines Trapez aus. Die Eckpunkte werden entsprechend den 4 Strahlen mit 1, 2, 3, 4 bezeichnet. Die sphärischen Seiten 13 und 24 treffen verlängert zusammen in einem Punkte A, durch welchen auch die Richtung (1) M geht. Dort bilden diese beiden grössten Kreise den Winkel $d\alpha$ miteinander. Nennt man v_1 den Winkelabstand der Punkte 1 und 2 von A und ebenso $v_1 + \delta v_1$ den Abstand der Punkte 3 und 4 von A, dS' den Flächeninhalt des Trapezes, so ist

$$dS' = \Delta^2 \sin v_1 \cdot \delta v_1 \cdot d\alpha.$$

Nennt man noch i_1 den Winkel zwischen der Richtung der Strahlen im Orte des Trapezes mit der Verbindungslinie nach M, so ist i_1 der Neigungswinkel zwischen dS' und einem Element dS, das senkrecht auf der Strahlenrichtung steht.

Nehmen wir nun dS identisch mit dem oben durch denselben Buchstaben bezeichneten Element an, dann liegt also dS' im Punkte (2) und v_1 ist nichts anderes als der Winkel, den die Richtungen (2) M und (1) M miteinander bilden und δv_1 ist die Veränderung von v_1 wenn z um dz geändert wird. Ferner ist i_1 der scheinbare Winkelabstand des Elementes dv vom Centrum M gesehen von dS aus. Da nun $dS = dS' \cos i_1$ so ist also:

$$dS = \Delta^2\, da \cdot \sin v_1\, \delta v_1\, \cos i_1.$$

Die Öffnung des geradlinigen Kegels, der durch die Anfangsrichtungen der 4 oben definierten Strahlen definiert ist, findet man sehr leicht:

$$d\omega = \sin z \cdot dz \cdot da.$$

So ergiebt sich also:

$$\frac{d\omega}{dS} = \frac{\sin z\, dz}{\Delta^2 \sin v_1\, \delta v_1 \cos i_1}. \tag{2}$$

Genau in der gleichen Weise wird für ein Strahlenbündel, das von (2) ausgeht und nach den Brechungen aus der Kugel mit dem Radius a das Element

$$do = a^2 \sin v_1\, dv_1\, da$$

herausschneidet, die Öffnung $d\Omega$ — in der obigen Definition — gegeben sein durch:

$$d\Omega = \sin i_1\, di_1\, da.$$

Woraus sich ergiebt:

$$\frac{do}{d\Omega} = \frac{a^2 \sin v_1\, dv_1}{\sin i_1\, di_1}. \tag{3}$$

Die vollständige Ausrechnung dieser Formeln ist nun sehr leicht. Zwischen den Grössen v_1, i_1 und z bestehen die bekannten einfachen Gleichungen der Theorie der Brechung in nach konzentrischen Kugeln geschichteten Medien. Nennt man μ_0 und μ die Brechungsexponenten in den Entfernungen a und Δ, so ist

$$\mu_0\, a \sin z = \mu\, \Delta \sin i_1.$$

Ist ferner ζ der Winkel, den die Tangente des Lichtstrahles in (2) mit der in derselben Ebene gelegenen Richtung M (1) bildet, so ist

$$\zeta = v_1 + i_1$$

ζ ist aber die wahre Zenithdistanz von (2) gesehen von (1) aus, falls der Punkt (2) in unendliche Entfernung rückt: $\zeta - z = R$ ist demnach dieselbe Grösse, die man in der astronomischen Refraktionstheorie den Betrag der Refraktion in der scheinbaren Zenithdistanz z nennt, δv_1, dv_1 und di_1 sind die Änderungen der betreffenden Winkel bei festgehaltenen a und Δ, die dadurch entstehen, dass man den Punkt (1) festhält und z um dz ändert, was δv ergiebt, oder dass man den Punkt (2) festhält und die einer beliebigen Änderung di_1 entsprechende Änderung dv, berechnet. Man sieht daraus, dass dann $dv_1 = \delta v_1$ gesetzt werden darf und es ergiebt sich:

$$\cos z \cdot \frac{d\omega}{dS} \cdot \frac{do}{d\omega} = \frac{a^2 \sin z \cos z\, dz}{\Delta^2 \sin i_1 \cos i_1\, di_1} = \left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2.$$

Hieraus folgt also die Flächenhelligkeit H eines Teiles der Sonnenscheibe, der von (2) aus gesehen den scheinbaren Abstand i_1 vom Scheibenmittelpunkt hat

$$H = J\, df \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2. \tag{4}$$

Es ist also in der That H gänzlich unabhängig von i_1 d. h. die Scheibe erscheint, in jeder Farbe betrachtet, vollkommen gleichmässig hell. μ wird dem leeren Raum entsprechend $= 1$ zu setzen sein. Es mögen noch die vollkommen ausgeschriebenen Formeln (2) und (3) hergesetzt werden. Es ergiebt sich sofort

$$\left.\begin{aligned} \frac{d\omega}{dS} &= \frac{1}{\Delta^2} \times \\ &\frac{\sin z}{\sin(z + R - i_1)\left[1 + \frac{dR}{dz} - \frac{\mu_0\, a \cos z}{\mu\, \Delta \cos i_1}\right]} \cdot \frac{1}{\cos i_1} \\ \frac{do}{d\Omega} &= \frac{\mu^2}{\mu_0^2} \cdot \Delta^2 \\ \times &\frac{\sin(z + R - i_1)\left[1 + \frac{dR}{dz} - \frac{\mu_0\, a \cos z}{\mu\, \Delta \cos i_1}\right]}{\sin z \cos z} \cdot \cos i_1 \end{aligned}\right\}$$

von denen die zweite direkt bei der Betrachtung der Extinktion unserer Erdatmosphäre in Frage kommt.

München, 23. Februar 1903.

(Eingegangen 1. März 1903.)

Über ein Polarisationsphotometer und dessen Verwendung zur Messung im Ultraviolett und zur absoluten Bestimmung der Reflexion.

Von J. Koenigsberger.

P. G. Nutting hat in dieser Zeitschrift (**4**, 201—206, 1903) ein neues Interferenzphotometer zur Bestimmung des Reflexionsvermögens für ultraviolette Strahlen beschrieben und einige interessante Messungsergebnisse veröffentlicht. Schon vor zwei Jahren, ferner auch in der Zt. f. Instrumentenkunde (**21**, 129—134, 1901 und **22**, 87, 1902) habe ich ein dem von Nutting angegebenen sehr ähnliches[2]) „Mikrophotometer zur Messung der Reflexion und Absorption an kleinen Platten beschrieben, welches wie das von H. Wild für die Photometrie grosser Flächen konstruierte die Savartschen Streifen als photometrisches Kriterium benutzt" und das, wie aus Versuchen hervorging[3]), „ermöglicht auch im äussersten Violett und Ultraviolett mit einer photographischen Aufnahme zu photometrieren,

1) Über die Absorption des Lichtes in festen Körpern von J. Koenigsberger. Habilitationsschrift. Teubner, Leipzig, 1900.

2) Zt. f. Instrumentenkunde, **22**, März 1902.

3) loc. cit. Anm. 1.

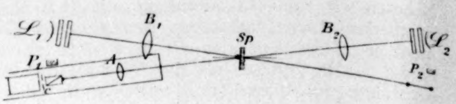
ohne Annahmen über den Zusammenhang zwischen Lichtstärke und photographischer Wirkung zu machen". Diese Konstruktion erlaubt mit einer bestimmten Versuchsanordnung die Reflexion ihrem absoluten Werte nach sehr genau direkt zu bestimmen und ferner ergaben Versuche, die im Juni 1902 angestellt wurden, ein, wie ich glaube, noch einfacheres Verfahren als das von Nutting, nach dem Absorption und Reflexion im Ultraviolett mit einer photographischen Aufnahme ermittelt werden können. Zunächst möchte ich kurz die Punkte hervorheben, durch welche sich mein Photometer von den übrigen Polarisationsphotometern und speziell von dem Wildschen[1]) unterscheidet.

Erstens ist die spektrale Zerlegung hinter dem Analysator angebracht, so dass die ziemlich beträchtliche Verschiedenheit der Reflexion ‖ und ⊥ zur Einfallsebene des Lichtes auf die Prismenflächen keinen Fehler verursachen kann. Zweitens ist es bei der loc. cit. angegebenen Anordnung und Brennweite der Linsen möglich, sehr kleine Flächen selbst mit schwachem homogenen Licht, z. B. der Lithiumflamme, zu photometrieren, was mit den gebräuchlichen Polarisationsphotometern nur sehr schwer möglich ist. Drittens gestattet die Anwendung von Rauchglaskeilen nach Entfernung des Nicols die Reflexion doppeltbrechender Substanzen und die Absorption solcher auch dann zu messen, wenn sie nicht direkt vor die beiden Spalte gebracht werden können, sondern mit einer Linse auf diese projiziert werden müssen.

Zur absoluten Bestimmung der Reflexion verwendet der Verf. eine Anordnung, für die auch kleine Spiegel von 1 qcm Fläche genügen. Sie ist in einiger Hinsicht ähnlich der von Paschen für bolometrische, also zeitlich aufeinanderfolgende Messungen angegebenen Aufstellung; jedoch werden statt einer Lichtquelle zwei verwendet, deren Verschiedenheit durch Doppelmessung eliminiert wird und, die nicht, wie es bei den bolometrischen Messungen erforderlich, zeitlich konstant sein müssen. Sie hat vor andern Methoden namentlich den Vorzug, dass der ungleiche Abstand der beiden Lichtquellen bezw. einer Lichtquelle und ihres Spiegelbildes vom Photometer unwesentlich ist.

Dies ist von Bedeutung, da andernfalls z. B. für einen Abstand von 30 cm dieser für beide Lichtquellen auf 0,3 mm gleich sein müsste, damit der systematische Fehler nicht grösser als 0,2 Proz. ist.

Fig. 1 giebt die Anordnung: L_1 und L_2 sind die beiden Lichtquellen, zwei nebeneinandergeschaltete Glühlampen von 32 Kerzen, deren re-



lative Intensität stets konstant, aber in jedem Spektralbezirk eine etwas andere ist. Sp ist der um genau um 180° drehbare Spiegel. Die Drehachse muss genau senkrecht auf der Ebene (L_2 L_1 P_1 P_2) stehen, was sich mit dem Photometerfernrohr nach Abschrauben des Objektivs durch Spiegelung leicht kontrollieren lässt. Sehr genau muss nur die eine Forderung erfüllt sein, dass die spiegelnde Fläche bis auf 0,3 mm mit der Achse des kleinen Drehapparats, auf dem sie befestigt, zusammenfällt; dies kann aber ohne besondere Schwierigkeit in bekannter Weise kontrolliert werden. P_1 und P_2 sind die beiden Anschläge für die um einen Stift, der in der Verlängerung der Achse von Sp liegt, drehbare Photometerbank. Eine Verschiebung des Photometers bei der Drehung sogar um 1 cm würde übrigens noch keinen merklichen Fehler verursachen, wie eine einfache Rechnung ergiebt. B_1 und B_2 sind die beiden Beleuchtungslinsen. Die richtige Stellung der Glühlampen sowie dieser Projektionslinsen wird empirisch dadurch gefunden, dass dann das Photometer beide Spalte gleichmässig beleuchtet zeigt.

A ist eine Projektionslinse von 20 cm Brennweite; der Abstand Sp c beträgt 80 cm.

Um die Lichtintensitäten auszugleichen, sind vor den beiden 32 kerzigen Glühlampen je zwei Mattscheiben angebracht. Die Beleuchtungslinsen projizieren ein Bild dieser Scheiben in einer um 20 cm grösseren Entfernung als der Spiegel sich befindet. Der zu untersuchende Spiegel bedeckt die eine Hälfte einer Öffnung, welche durch die Projektionslinse scharf auf die Blende c des Spektralphotometers projiziert wird. Dadurch erhält die eine Spaltöffnung von c das direkt durchgehende Licht von L_2, die andere das am Spiegel reflektierte von L_1. Nach Drehung des Photometers nach P_2 und des Spiegels um 180° findet das umgekehrte statt. Man hat also die Gleichungen:

$$L_1 \cdot r = A \cdot L_2$$
$$L_2 \cdot r = A' \cdot L_1,$$

worin L_1 L_2 die Intensitäten der Lichtquellen, r den Reflexionsfaktor A und A' den Schwächungsfaktor im Photometer, der aus Nicolstellung folgt, bedeuten. Demnach ist $r = \sqrt{AA'}$. Der Verf. hat besonderen Wert darauf gelegt, die systematischen Fehler, die bei der Aufstellung entstehen können, zu schätzen und deshalb häufig die ganze Aufstellung vollkommen erneuert. Hierbei stellten sich anfangs Abweichungen bis zu drei Prozent heraus, erst

1) F. Paschen, Ann. d. Phys. 4, 5, 304. 1901.

als sorgfältige Justierung in der oben beschriedenen Weise jedesmal vorgenommen wurde, gelang es, die Fehler auf $\pm 0{,}3$ Proz. herabzudrücken. Innerhalb dieser Fehlergrenze dürften die Messungen, von denen hier nur der Wert für die Reflexion an Platin für $\lambda = 600$ $r = 0{,}636$ gegeben werden soll, zuverlässig sein. Der Winkel zwischen einfallendem Strahl und Spiegelnormale beträgt 6^0, dies bedingt für Platin zur Umrechnung auf senkrechte Incidenz eine Korrektion des Mittelwertes um 0,01 Proz., eine Grösse, die weit unterhalb der Fehlergrenzen liegt. Der Unterschied der Reflexion für die parallel zur Einfallsebene polarisierte Komponente zu der senkrecht polarisierten beträgt hierbei 0,25 Proz., was gerade erst die Grösse des Beobachtungsfehlers erreicht. Nachdem der Verf. so die absoluten Werte der Reflexion für einige Substanzen gewonnen, werden die relativen Werte für die andern nach einer Methode ermittelt, die der von Hrn. Nutting analog ist.

Die pleochroitische Reflexion an Antimonglanz u. a. konnte mit demselben Photometer nach Entfernung des Nicols und mit Benutzung der Rauchglaskeile in einfacher und sicherer Weise gemessen werden.

Die Photometrie im Ultraviolett mit dem Photometer erforderte nur einige unwesentliche Abänderungen, die auch für das sichtbare Gebiet geeignet sind. Das Objektiv aus Glas wird durch eine Quarz- oder besser durch eine Flussspatlinse, die kleinere chromatische Abweichungen hat, ersetzt. Die Nicols sind Thompsonsche Nicols, die statt mit Leinöl, mit Glycerin verkittet werden, indem die beiden Flächen durch Stanniolstreifen getrennt werden, dann Glycerin[1]) dazwischen gebracht und der Rand mit Stanniol und Marineleim abgedichtet wird. Der Verf. hat einen solchen Nicol seit einem Jahre in Gebrauch.

Ebenso werden die Savartplatten durch Glycerin verbunden.

Die spektrale Zerlegung erfolgt statt durch die geradsichtige Glasprismenkombination durch zwei Quarzprismen von 60^0, die in einem geeignet gebogenen Rohre befestigt sind. Hinter ihnen und vor der photographischen Kamera befindet sich ein zweites Flusspatobjektiv.

Man erhält dann auf der photographischen Platte ein Spektrum von den Interferenzstreifen der Savartschen Platte durchzogen, die nur an den Stellen verschwinden, wo infolge der Nicolstellung die Lichtstärke der beiden Spalte am Photometer gleich ist. Wird gleichzeitig eine an der vorderen Fläche des einen Prisma gespiegelte Skala mit photographiert, so kann man jeweils die Wellenlänge zu einer bestimmten Nicolstellung ermitteln. Praktisch wird so verfahren, dass die Absorptionskurve im sichtbaren Gebiet zunächst etwa für $\lambda = 320\,\mu\mu$ extrapoliert und die entsprechende Nicolstellung eingestellt wird. Aus der photographischen Aufnahme ergiebt sich dann die dieser Helligkeit wirklich entsprechende Wellenlänge. Auf diese Art kann die Absorption für beliebig viele Punkte im Spektrum erhalten werden. Die Grenze nach kürzeren Wellenlängen ist durch den starken Dichroismus des Kalkspats von etwa $250\,\mu\mu$ an bedingt.

Als Lichtquelle benutzte ich eine Bogenlampe, in deren eine Kohle ein Aluminiumdraht eingesetzt wurde. Das Licht wurde durch eine mattgeschliffene Quarzplatte diffus gemacht. Die Empfindlichkeit beträgt etwa 0,2 Proz. Der Reduktionsfaktor, der durch die Nicolstellung bei gleichmässig beleuchteten Spalten gegeben ist, muss einmal im ganzen Spektrum für die bestimmte Aufstellung ermittelt werden.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 22. Februar 1903.)

1) Glycerin ist im Ultraviolett so durchlässig wie Quarz und hat gerade den erforderlichen Brechungsindex.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor A. Battelli).

No. 16[1]): G. Piaggesi, Einfluss der Temperatur auf die Magnetisierung von Flüssigkeiten.

1. Nach Untersuchungen an verschiedenen paramagnetischen Körpern wie dem Sauerstoff, dem Palladium, der Luft und einer Lösung von Eisensulfat in Wasser, stellte Curie, gestützt durch die Resultate von Wiedemann und Plessner, den Satz auf, dass wie beim Sauerstoff, so auch bei Lösungen paramagnetischer Salze die Suszeptibilität sich im umgekehrten Sinne zur absoluten Temperatur verändert. Dieses Curiesche Gesetz stellt den wichtigsten Schritt in dieser Art von Studien dar. Aber die Zahl der von ihm untersuchten Körper ist vielleicht zu dürftig; andererseits sind die Wiedemannschen und Plessnerschen Resultate mit allem anderen als mit vollkommenen Methoden erreicht. Ferner schwanken die von Jäger und Meyer gegebenen Grössen der Temperaturkoeffizienten für Lösungen paramagnetischer Salze zwischen 0,00233 und 0,00322, und diese Schwankungen rühren von der Unsicherheit ihrer Bestimmungen her. Ich hielt aus diesen Gründen eine erneute Untersuchung in dieser Richtung für wichtig.

Während meine Untersuchungen in Gang waren, erschien eine Veröffentlichung von Mosler[2]), in welcher über Messungen mit ver-

1) No. 15: Diese Zeitschrift **4**, 263, 1903.
2) Ann. d. Phys. **4**, 84, 1901.

besserter Wiedemannscher Methode am Chlorür und Eisennitrat, wie auch an Mangan-, Nickel- und Kobalt-Sulfaten berichtet wird; die von ihm festgestellten Grössen der Temperaturkoeffizienten stimmen teilweise mit den von mir gefundenen überein.

Aber ausser der oben genannten Frage schien mir einer Prüfung der Suszeptibilität des Wassers sehr wichtig; es existieren noch keine sicheren Angaben darüber, und ihre Grössen sind die Basis der absoluten Messungen an Lösungen.

Erst Du Bois, und später Jäger und Meyer, fanden, dass der Diamagnetismus des Wassers sich mit der Temperatur verändert; aber die Du Boissche Formel, welche die Suszeptibilität als Funktion der Temperatur giebt, weicht von der Jäger und Meyerschen ab, sowohl für die Grösse der Suszeptibilität als auch für den Temperaturkoeffizienten.

2. Meine Versuche wurden mit einer Versuchsanordnung ausgeführt, welche grössere Empfindlichkeit und Genauigkeit als bisher in den Messungen gestattete. Sie unterscheidet sich von der Quinckeschen darin, dass ich, anstatt den Niveauunterschied direkt in der *U*-förmigen Röhre abzulesen, das Volumen der Flüssigkeitssäule, die dem Niveauunterschied entspricht, messe.

M. N. (Fig. 1) ist die *U*-förmige Röhre, welche die zu untersuchende Flüssigkeit enthält; ihr Arm *N* liegt zwischen den Polen eines starken Elektromagneten, und zwar so, dass der Meniskus der Flüssigkeit in der Mitte des magnetischen Feldes liegt. Gegenüber, am Arme *M*, der ausserhalb des magnetischen Feldes liegt, befindet sich ein mit Mikrometer versehenes Mikroskop, mit welchem die Lage des Meniskus in diesem Arm genau bestimmt werden kann. An die *U*-förmige Röhre ist in *A* das Rohr *VBR* angelötet, welches sich bei *B* rechtwinklig krümmt; die Verbindung ist so hergestellt, dass der

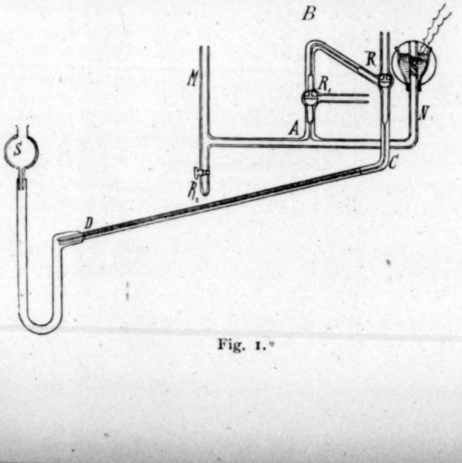


Fig. 1.

Arm *AB* in der Ebene der *U*-förmigen Röhre liegt, und dass *BR* die Normale zu dieser Ebene darstellt. Das Rohr *RCD*, das sich bei *C* in einem Winkel von ungefähr 120° umbiegt, um den Apparat bequemer zu machen, ist mit dem Rohre *ABR* durch einen Dreiwegehahn *R* verbunden, und zwar derart, dass der Arm *RC* parallel zu *AB* läuft, und dass die Ebene von *RCD* parallel zu der Ebene der *U*-förmigen Röhre liegt. Das Rohr *ABR* trägt in dem Arme *AB* den Dreiwegehahn R_1 eingeschaltet. Schliesslich hat die *U*-förmige Röhre unten an Arm *M* den Hahn R_2, der nur zur Entleerung der Röhre dient; ferner ist die Kapillare *CD* mittels einer Kautschukröhre mit der kleinen Kugel *s* verbunden, welche Quecksilber enthält.

Mit diesem Apparat kann man Flüssigkeiten prüfen, welche das Quecksilber nicht angreifen, und solche, die es angreifen; letztere werden durch Vaselinöl von ihm getrennt.

Stellt man nun das Feld her, so bemerkt man ein Fallen oder Steigen des Meniskus im Schenkel *M*; dieser kommt in die ursprüngliche Lage zurück, wenn wir das Reservoir *S* so bewegen, dass es der *U*-förmigen Röhre ein gewisses Flüssigkeitsvolumen zutreibt oder entzieht. Man liest nun an dem Rohre *CD* das Volumen des verschobenen Quecksilbers ab.

Ein gleiches Volumen von Flüssigkeit ist in die *U*-förmige Röhre eingetreten und aus ihr ausgetreten; dadurch ist der Niveauunterschied der Menisken in den Schenkeln *M* und *N* bedingt. Und da in Arm *M* der Meniskus in seine ursprüngliche Stellung zurückgekehrt ist, darf man dieses Volumen als ein in Arm *N* hinzugekommenes oder ihm entzogenes betrachten.

Setzen wir *s* für den Querschnitt jenes Schenkels, auf den vom Meniskus eingenommenen Stand bezogen, *h* für den Niveauunterschied, *l* für die Länge der Quecksilbersäule, die der Kapillare zugegeben oder ihr fortgenommen ist, und σ für den Querschnitt dieser letzteren, so erhalten wir

$$hs = l\delta$$

folglich ergiebt sich durch die Quinckesche Formel, dass die magnetische Suszeptibilität gleich ist mit:

$$k = \frac{2gdh}{H^2} = \frac{2\sigma g}{s} \cdot \frac{dl\vartheta}{H^2}$$

H bedeutet die Intensität des Feldes, *d* die Dichte der Flüssigkeit, *g* die Erdbeschleunigung.

3. Zur Erwärmung benutzte ich die beim Durchgange eines Stromes in einer kleinen Spirale entwickelte Wärme. Diese Spirale war um den Schenkel *N*, soweit das magnetische Feld reichte, gewickelt.

Um Störungen des Feldes zu vermeiden, die der Durchgang des Stromes in besagter Spirale hervorrufen konnte, war diese nach Art der Normalwiderstände doppelt umwickelt. Das Ganze war in Petroleum gebettet, das in einem Glasgefäss V (Fig. 2) von zusammengedrückter

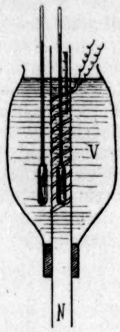


Fig. 2.

Form enthalten war; eine ausreichende Annäherung der Polschuhe des Elektromagneten darf hierdurch nicht gehindert werden.

Bei der Feststellung der Temperatur der Versuchsflüssigkeit musste ich zu Bestimmungen vor dem Versuch und zu einer indirekten Methode meine Zuflucht nehmen; denn während der Messung der magnetischen Suszeptibilität konnte ich kein Thermometer eintauchen. Zu diesem Zwecke legte ich ein Thermometer in die zu prüfende Flüssigkeit und eines in das Petroleum, und stellte zunächst das Verhältnis zwischen der Temperatur beider Flüssigkeiten während der Erwärmung fest.

Ich überzeugte mich, dass beim Durchgang eines Stromes von konstanter Intensität durch die kleine Spirale der Temperaturunterschied zwischen beiden fast vom Anfang der Erwärmung an der gleiche blieb, obwohl die von beiden Thermometern angezeigte Temperatur allmählich höher wurde; wechselte die umgebende Temperatur nicht bedeutend, so hing der Temperaturunterschied nur von der Intensität des angewandten Stromes ab. Auf diese Weise konnte ich die Temperatur der Versuchsflüssigkeit mit einem einzigen im Petroleum liegenden Thermometer bestimmen.

4. Der von mir verwendete Elektromagnet ist einer vom Typus Weiss und ist in der hiesigen Institutswerkstatt hergestellt. Er ist mit verschiedenen Paaren von Polschuhen ausgerüstet und kann ein Feld von 40000 C.G.S.-Einheiten herstellen. Die Messung der Intensität des Feldes ist nach der Verdetschen Methode gemacht.

5. Messungen an Flüssigkeiten.

Von mir untersuchte Flüssigkeiten sind Wasser und verschiedenartig konzentrierte wässerige Lösungen von Eisensalzen, Mangan, Kobalt und Nickel.

Wasser. Die Versuche mit wiederholt destilliertem Wasser wurden bei vier verschiedenen Grössen der Intensität des Feldes, zwischen 3600 und 8470 C.G.S.-Einheiten ausgeführt. Bei einer Intensität von 7460 und 8470 C.G.S.-Einheiten wurden die Versuche bei vier verschiedenen Temperaturen zwischen 23^0 und 86^0 C. ausgeführt; bei den Intensitäten von 4600 und 3600 wurde nur bei der Temperatur der Umgebung gearbeitet.

Die Resultate meiner Versuche bestätigen die bereits von Du Bois und von Jäger und Meyer festgestellte Thatsache, dass man die Abhängigkeit der magnetischen Erregbarkeit des Wassers und die Temperatur durch eine Linearrelation darstellen kann. Meine Resultate ergeben jedoch für die Konstanten, die in diese Beziehung eintreten, merklich andere Grössen als jene Physiker ihnen geben.

Nach meinen Ergebnissen wird bei Temperaturen zwischen 23^0 und 86^0 C. die magnetische Suszeptibilität des Wassers dargestellt durch:

$$k = -0{,}804(1-0{,}00175\,t)\cdot 10^{-6},$$

während die in die gleiche Form gebrachte Du Boissche Formel lautet:

$$k = -0{,}868\,(1-0{,}0024\cdot t)\cdot 10^{-6}$$

und die Formel von Jäger und Mayer:

$$k = -0{,}689\,(1-0{,}0016\cdot t)\cdot 10^{-6}.$$

Das grösste Auseinandergehen in den Du Boisschen und meinen Resultaten weist der Temperaturkoeffizient auf, welchen Du Bois nur nebenher feststellte, indem er nur dreierlei Bestimmungen dazu benutzte; überdies scheint er seinen eigenen Aussagen nach nicht alle zur Messung nötigen Vorsichtsmassregeln angewendet zu haben.

Die Verschiedenheit der Jäger und Meyerschen und meiner Resultate ist wahrscheinlich in ihrer Messungsmethode zu suchen.

Eisensalze. Die von mir geprüften Eisensalze sind das Eisenchlorür, das Ferrosulfat und das Ferrinitrat. Von jedem dieser drei Salze untersuchte ich drei verschiedene Lösungen bei vier zwischen 23^0 und 85^0 C. liegenden Temperaturen.

In nachstehender Tabelle sind die Endresultate verzeichnet. δ ist der Mittelwert der für jede Lösung erhaltenen Grösse, und $k\,\Theta$ das für jede Lösung konstante Produkt der Suszeptibilität und der entsprechenden absoluten Temperatur.

Tabelle I.

Lösung von	Anhydridsalze in 100 gr Lösung	δ	Θ . k . 10⁶
Eisenchlorür	44 . 00	—0,00281	15294
	21 . 14	—0,00283	5937
	21 . 86	—0,00277	3792
Ferrosulfat	20 . 52	—0,00291	7233
	12 . 95	—0,00293	3726
	8 . 43	—0,00271	2037
Ferrinitrat	42 . 82	—0,00276	8239
	19 . 51	—0,00285	3019
	7 . 32	—0,00287	968

Mangansalze.

Aus den Salzen dieses Elementes habe ich das Chlorür, das Sulfat und das Nitrat zu meinen Versuchen gewählt. Was Temperaturbedingungen und Zahl der benutzten Temperaturen anbetrifft, so waren sie dieselben wie bei den Eisensalzen. Nachstehende Tabelle bringt die Resultate.

Tabelle II.

Lösung von	Anhydridsalze in 100 gr Lösung	δ	Θ . k . 10⁶
Manganchlorür	40 . 00	— 0,00281	21526
	19 . 11	—0,00283	8782
	8 . 21	—0,00280	3453
Mangansulfat	27 . 05	—0,00301	11265
	16 . 91	—0,00283	6524
	6 . 72	—0,00280	2026
Mangannitrat	30 . 51	—0,00276	10652
	13 . 37	—0,00277	3919
	8 . 21	—0,00267	2063

Kobalt- und Nickelsalze.

Von den Kobalt- und Nickelsalzen habe ich nur das Chlorür untersucht. Die Resultate folgen in Tabelle III.

Tabelle III.

Lösung von	Anhydridsalze in 100 gr Lösung	δ	Θ . k . 10⁶
Kobaltchlorür	24 . 75	—0,00282	8261
	15 . 13	—0,00279	4828
	9 . 98	—0,00262	2529
Nickelchlorür	23 . 42	— 0,00276	4037
	18 . 50	—0,00264	2680
	10 . 12	—0,00277	982

Die drei vorstehenden Tabellen zeigen, dass die Grössen von δ bei den untersuchten Lösungen stets untereinander fast gleich sind; ferner sieht man, dass die Produkte aus der Suszeptibilität und aus den entsprechenden Werten der absoluten Temperaturen, welche für jede Lösung dieselben bleiben, mit der Konzentration abnehmen.

Die für die Koeffizienten der Temperatur von mir gefundenen Grössen stimmen bei Lösungen von Eisennitrat, Mangan-, Nickel- und Kobaltsulfat ausreichend mit den von Mosler gegebenen überein; auch schwanken meine Grössen innerhalb engerer Grenzen als die von Jäger und Meyer aufgestellten.

Nach meinen Versuchen scheint sich bei Lösungen von Eisenchlorür der Temperaturkoeffizient mit der Konzentration nicht zu verändern, wie Mosler dies berichtet; — eine Sache, die jedoch keinerlei Vergleichspunkt hat weder in der molekularen Leitfähigkeit, noch in dem Sinken des Gefrierpunktes.

6. Aus meinen Versuchen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Beim Wasser nimmt der Diamagnetismus mit dem Steigen der Temperatur ab und steht zu dieser in einer linearen Beziehung.

2. Die Suszeptibilität des Wassers folgt bei Temperaturen zwischen 23^0 und 86^0 C. der Beziehung:

$$k = -0{,}804\,(1 - 0{,}00175 \cdot t)\,10^{-6}.$$

3. Die magnetische Suszeptibilität einer Lösung nimmt mit dem Steigen der Temperatur ab.

4. Die Temperaturkoeffizienten sind bei den untersuchten Lösungen untereinander fast gleich.

5. Das Produkt der magnetischen Suszeptibilität und der absoluten Temperatur ist einer Konstanten gleich, deren Grösse nur von der Natur und der Konzentration der Lösung abhängt; dies stimmt überein mit dem Gesetz, welches Curie für den Sauerstoff und für eine wässerige Lösung von Ferrosulfat aufgestellt hat.

6. Das Produkt der Suszeptibilität und der entsprechenden absoluten Temperatur nimmt mit der Konzentration der Lösung ab.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 6. Januar 1903.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor P. Cardani).

No. 5[1]**: A. Bartorelli, Über das Verhalten von Voltametern mit Platin-Elektroden.**

§ 1. In Gegenwärtigem will ich versuchen, die Methode, welche ich bei Prüfung der Polarisation ε und des Widerstandes ϱ eines elektrolytischen Gefässes[2]) auseinandergesetzt habe, auf Voltameter mit Platin-Elektroden, die in eine Lösung von Schwefelsäure tauchen, anzuwenden. Ich möchte mit diesen Untersuchungen einen experimentellen Beitrag zu einem Studium liefern, das zu bekannt ist, um eines bibliographischen Hinweises zu bedürfen, das auch

1) Nr. 4: Diese Zeitschrift **2**, 569, 1901.
2) Diese Zeitschrift **2**, 469, 1901.

schon von verschiedenen Forschern in Angriff genommen worden ist, freilich mit Methoden, die entweder nur eines der beiden Elemente ins Auge fassten, oder welche bei Berücksichtigung beider nicht mit voller Sicherheit ergaben, dass der festgestellte Wert nun wirklich der beim Passieren des Stromes vorhandene gewesen wäre.

§ 2. In Bezug auf besagte Methode will ich kurz daran erinnern, dass wenn E und $\mathfrak{J}$ die Potentialdifferenz an den Klemmschrauben des Voltameters und die Intensität des sie passierenden Stromes bedeuten, die experimentelle Bestimmung der einander entsprechenden mit Hilfe des Rheostaten zu verändernden Werte eine Kurve zu konstruieren gestattet, welche die Werte von E mit denen von I verbindet. Sobald man die Gleichung

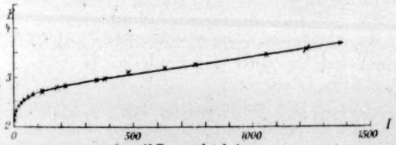
$$1)\quad E = E(\mathfrak{J})$$

aufstellen kann, welche dieser Kurve entspricht, kann man nach der von mir bezeichneten Methode daraus das Gleichungssystem vom Typus

$$2)\quad \begin{cases} \varepsilon = \varepsilon(\mathfrak{J}) \\ \varrho = \varrho(\mathfrak{J}) \end{cases}$$

ableiten, in welchem die Grössen der Polarisation ε und des Widerstands ϱ als Funktion der Intensität $\mathfrak{J}$ des Stromes, der das Voltameter passiert, gegeben sind.

§ 3. Die bei diesen Versuchen angewandte Versuchsanordnung war der früher bei Untersuchungen am Aluminium benutzten analog; nebenstehendes Schema zeigt dieselbe. Das



Voltameter war also mit einem aperiodischen, d'Arsonvalschen Galvanometer in Reihe geschaltet; letzteres ist mit Shunt versehen und genau geeicht; in den Kreis ist ausserdem eingeschaltet ein technischer und ein Präzisions-Rheostat (diese werden jeweilig bei grossen oder kleinen Veränderungen des Widerstandes benutzt). Eine Abzweigung von diesem Stromkreis geht zwischen einer Elektrode des Voltameters und einer Klemmschraube des Galvanometers ab (die andere Klemmschraube des Galvanometers bleibt mit der andern Elektrode des Voltameters verbunden); in ihr ist ein Präzisionsvoltmeter Siemens & Halske eingeschaltet, welches die Potentialunterschiede zwischen den Elektroden das Voltameters anzeigt; man muss von seinen Angaben das Produkt $r\mathfrak{J}$ des Widerstands r des mit Nebenschluss versehenen Galvanometers und der Intensität $\mathfrak{J}$ abziehen.

Das Voltameter war ein parallelepipedisches Glasgefäss, etwa 11 cm hoch, und ungefähr 7×14 cm² im Querschnitt; enthielt bis 8,5 cm Höhe Lösungen von Schwefelsäure verschiedener Konzentration. Die Elektroden waren blanke (nichtplatinierte) Platinplatten von 1 cm Breite; sie wurden 2 oder 4 cm tief eingetaucht (derart, dass der untergetauchte Querschnitt 2 oder 4 cm² ergab), in einer Entfernung von 6 oder 12 cm. Es wurden nacheinander Konzentrationen von 1, 5, 10 und 15 Volumen reiner Schwefelsäure auf 100 Volumen Wasser bei einer Temperatur zwischen 7° und 8° C. verwendet.

§ 4. Alle Versuchsreihen, etwa 50 an Zahl, von denen jede aus der Beobachtung einer Anzahl von Grössenpaaren, die zwischen 30 und 60 schwankt, hervorgehen, haben einen ähnlichen Verlauf insofern als die Kurve in den Koordinaten E und $\mathfrak{J}$ der Kurve A analog ist. Um die Gleichung (1) aufzustellen, muss man in allen Versuchen zwei Abschnitte in der betreffenden Kurve unterscheiden. Für den ersten Abschnitt, nämlich für kleinere Werte von $\mathfrak{J}$, genauer für Stromdichten auf den Elektroden zwischen 10 und 12 Tausendstel Amp. pro cm² gilt bis zu den später zu bezeichnenden Grenzen die Form

$$1a)\quad E = \frac{\mathfrak{J}}{a + b\mathfrak{J}}.$$

Für den andern Abschnitt, also von besagten Grenzen bis zu der grössten Versuchsdichtigkeit von 200 bis 350 Tausendstel Amp. auf den cm² gilt indessen die Form

$$1b)\quad E = p + q\mathfrak{J},$$

hier sind a, b, p und q positive Konstanten. Der erste Abschnitt, welcher die Konkavität gegen die Achse $\mathfrak{J}$ darstellt, ist mit dem andern, gradlinigen durch einen kleinen Ast der Kurve verbunden, dessen Gesetz wegen seiner Kürze nicht leicht bestimmbar ist. Aus diesen beiden verschiedenen Formen der Gleichung (1) erhält man für die Gleichung (2) folgendes:

$$2a)\quad \begin{cases} \varepsilon = \dfrac{b\mathfrak{J}^2}{(a + b\mathfrak{J})^2} \\ \varrho = \dfrac{a}{(a + b\mathfrak{J})^2} \end{cases}$$

$$2b)\quad \begin{cases} \varepsilon = p \\ \varrho = q \end{cases}$$

§ 5. Die Formeln (2a) und (2b) lösen meine Frage.

Die erste von (2a) giebt innerhalb der bezeichneten Grenzen für die Stromdichtigkeit das empirische Gesetz der Variation der Polarisation ε mit der Stromintensität $\mathfrak{J}$; dieses Gesetz ist

anders als das Poggendorffsche und das Crovasche, es bestätigt jedoch in seinen allgemeinen Zügen das Resultat, dass die Polarisation mit der Stromintensität zunimmt. Überdies stimmt die genannte Formel mit einer Kurve überein, welche ebenso wie in dem Falle der von Crova gefundenen Formel die Konkavität gegen die Achse $\mathfrak{J}$ wendet, und folglich anzeigt, dass

„die Polarisation beim Zunehmen der Stromintensität weniger schnell zunimmt, als es nach dem Gesetz der Proportionalität geschehen dürfte."

Dieses Resultat ist in Übereinstimmung mit jenem andern Ergebnis, nämlich dem, dass die Polarisation ein Maximum erreicht und sich dann auf diesem Maximum konstant und gleichmässig erhält, wie die erste Gleichung des Formelpaares (2b) angiebt.

Ferner geht aus der Prüfung der Kurven vom Typus der A und besonders aus der Beobachtung des Punktes, an welchem das geradlinige Stück beginnt und ebenso aus der Prüfung der Grössen der Konstanten hervor, dass

„für Konzentrationen von 1, 5, 10 und 15 aufs Hundert die Maximalpolarisation bei einer Stromdichte an den Elektroden von bez. 50, 62, 75 und 100 Tausendstel Amp. auf den cm^2 erreicht wird,"

und dass

„die Maximalgrösse der Polarisation ungefähr von 2,70 bis 2,90 Volt wechselt bei den äussersten Konzentrationen (1—15 auf Hundert)".

§ 6. Von besonderem Interesse scheinen mir ferner diese Versuche in Bezug auf den Widerstand ϱ. Thatsächlich zeigen die zweiten Gleichungen (2a) und (2b), dass

„der Widerstand ϱ beim Steigen der Stromintensität $\mathfrak{J}$ bis zu einem Minimum abnimmt;"

und da die Gleichungskurve

$$\varrho = \frac{a}{(a + b\,\mathfrak{J})^2}$$

die Konvexität nach der Achse von $\mathfrak{J}$ wendet, kann man sodann schliessen, dass

„die Abnahmen des Widerstandes ϱ bei gleichen Veränderungen der Intensität $\mathfrak{J}$ mit dem Steigen der Intensität selber wieder abnehmen."

Auch diese letztere Thatsache stimmt völlig damit überein, dass der Widerstand eine Minimalgrösse erreicht, welche er dann beibehält. Seine Grösse, während dem Passieren der schwächsten Ströme, für welche diese Formeln gelten, ist stets sehr hoch; während jenes Minimum stets sehr niedrig ist. So beträgt z. B. in ersterem Falle bei einem der Kurve A entsprechenden Versuch der Widerstand etwa 12, in letzterem Falle 0,67 Ohm. Im allgemeinen geht ϱ von hohen Werten aus, und senkt sich bis zum blossen Widerstand des Elektrolyten.

Die Analogie der Resultate dieser Untersuchungen mit denen der citierten Arbeit über Voltameter mit Aluminium-Elektroden ist klar; diese Analogie verbunden mit der Thatsache, dass der Widerstand bei grossen Werten fast ausschliesslich vom Querschnitt der Elektroden abhängig ist, beweist, dass auch in diesem Falle die Veränderungen des Widerstandes an der Berührungsoberfläche von Elektroden und Elektrolyt vor sich gehen, also da, wo sich der sogenannte „Übergangswiderstand"[1]) zeigt, welches auch immer sein eigentliches Wesen sein möge.

1) Wiedemannn, Die Lehre von der Elektrizität, Bd. II § 630.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 25. Januar 1903.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor P. Cardani).

No. 6[1]): Pietro Moretto, Über das Hallsche Phänomen in Flüssigkeiten.

Nachdem ich bei Studien über das Hallsche Phänomen durch alkalimetrische Vorgänge und durch Benutzung elektrischer Entladungen[2]) zu so guten Resultaten gekommen bin, halte ich es für nützlich, meine Versuche auch auf Flüssigkeiten auszudehnen, weil bei meiner Methode viele Nebenwirkungen beseitigt sind, welche sonst das Endresultat völlig verschleiern können.

Die Versuchsanordnung war im grossen und ganzen dieselbe wie bei meinen früheren Versuchen; nur befand sich an Stelle der Metallfläche eine flüssige Fläche. Diese bestand bei den verschiedenen Versuchen

1. aus einem Y-förmigen Streifen Filtrierpapier, das mittels Kapillarität mit der zu prüfenden Lösung getränkt war (Dicke 0,15 mm);
2. aus einem Streifen Seidenpapier von derselben Form (Dicke 0,03 mm);
3. aus einer zwischen zwei ebenen Platten aus Spiegelglas befindlichen flüssigen Schicht (Dicke 0,03 mm);
4. aus einer in einer dicken Ebonitplatte von 10,0 mm Dicke befindlichen Rinne.

Untersucht habe ich wässrige Lösungen verschiedener Konzentration von Schwefelsäure, von Kupfersulfat, von Wismutnitrat (mit

1) No. 5: Diese Zeitschrift **4**, 350, 1903.
2) Diese Zeitschrift, **1**, 372, 1900.

Zusatz von wenigen Tropfen von Salpetersäure, um das Wismutsalz gelöst zu erhalten). Ich operierte ferner mit reinem Quecksilber und mit Wismut-Amalgam; durch ein metallisches Wismutplättchen, welches ich bei Untersuchungen über das Hallsche Phänomen in festen Körpern bereits angewendet und bei welchem das Phänomen besonders deutlich hervortrat, überzeugte ich mich von der Gleichartigkeit der Bedingungen bei den jetzigen, wie bei den früheren Versuchen.

Trotz der grossen Empfindlichkeit bei meiner Methode und trotz Verschiedenheiten in der angewendeten Anordnung konnte ich bei keiner Flüssigkeit, geschweige denn beim Wismut-Amalgam, das Vorhandensein des Hallschen Phänomens nachweisen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 25. Januar 1903.)

Entgegnung auf die Bemerkungen der Herren Carl Forch und Gottlieb Kučera.

Von Robert Geigel.

Im 11. Hefte dieses Jahrganges der Physikalischen Zeitschrift (S. 318) hat Herr C. Forch Versuche veröffentlicht, die er über allenfallsige Absorption von Gravitationsenergie durch radioaktive Substanz in ähnlicher Weise, wie ich, anstellte. Nach seinen Angaben verfügte er sowohl über grössere Mengen aktiver Substanz, als auch über eine weit empfindlichere Wage als ich, und ich begrüsse es freudig, wenn Institute, die besser als das meinige ausgestattet sind, sich mit der Sache beschäftigen.

Allein der einleitenden Bemerkung, dass nach meinen Zahlenangaben[1]) die wahrscheinlichen Fehler einer einzelnen Beobachtung die konstatierte scheinbare Gewichtsänderung erreichen, kann ich nicht beistimmen. Der wahrscheinliche Fehler des arithmetischen Mittels ist stets wesentlich geringer als die Differenz der Zeigerstellung und aus dieser wird ja erst der scheinbare Gewichtsverlust gerechnet. Und selbst der mittlere Fehler der einzelnen Zeigerbeobachtungen, aus denen erst das arithmetische Mittel als wahrscheinlichster Wert der Einstellung sich ergiebt, bleibt noch weit unter der Differenz der Zeigereinstellung mit und ohne radioaktive Substanz.

1) In meinen Zahlenangaben sind, was ich bedaure, bei der Korrektur ein paar unrichtige Zahlen stehen geblieben, die das Resultat allerdings nicht beeinflussen, die ich aber an dieser Stelle berichtigen möchte: S. 431 sub II a: „Mittel 7,900 $\pm$ 0,02525, S. 432 ad II a „Unterschied der Einstellung 0,1627"; „scheinbarer Gewichtsverlust 0,5924 mg" und in der Klammer als erste Zahl 0,02634; S. 434 ad $a:A =$ 0,00013177; $a =$ 0,99996.

Dass Herr Forch mit dem entschieden besseren Apparate nur einen minimalen scheinbaren Gewichtsverlust findet, dürfte vielleicht daran liegen, dass, soviel ich sehe, die verwendete aktive Substanz nicht „geschüttelt" war. Bei ausgeruhter Substanz sind die scheinbaren Gewichtsverluste immer viel kleiner. Ich bemerke, dass nicht, worauf ich von befreundeter Seite aufmerksam gemacht wurde, durch das sehr mässige „Schütteln" allenfalls eine Erwärmung der Substanz und damit aufsteigender Luftstrom erzeugt wurde, ich habe zur Kontrolle zwischen aktive Substanz und Kugel $1\frac{1}{2}$ Stunden vor Beginn der Wägung und vor Einführung der Substanz ein hinlänglich breites Tischchen aus Kartonpapier gestellt, sodass ein aufsteigender Wärmestrom die Kugel nicht treffen konnte, und habe dasselbe Resultat erhalten, wie ohne das Tischchen.[1]) Auch ein anderer Einwand, dass aus der Substanz Bromdämpfe entwichen und bei ihrem höheren spez. Gewicht stärkeren Auftrieb der Kugel veranlassten, war nicht stichhaltig, da chemische Untersuchung keine Spur von Bromdampf ergab. Dass Aufprallen von fortgeschleuderten, ausgestrahlten Teilchen auf die Kugel keine Rolle spielt, zeigen die Versuche von Herrn Forch selbst, sonst hätte er bei der jedenfalls grösseren Oberfläche seines Bleikörpers stärkere Gewichtsverluste erhalten müssen, als ich.

Wenn ich Herrn Forch auf den vorletzten Absatz meiner Arbeit aufmerksam machen darf und wenn er dann mit seiner empfindlichen Wage mit geschüttelter und in einem einzigen Gefässe befindlicher Substanz, von möglichster Dicke, wägen würde, so würde vielleicht meine Vermutung bestätigt werden können. Ich selbst verfüge vorläufig nicht über bessere Mittel und nicht über grössere Mengen radioaktiver Substanz.

In dem gleichen Heft der Physikalischen Zeitschrift (**4**, 319, 1903) entwickelt Herr Kučera eine Absorptionsformel, die von der meinigen abweicht.

Wie er selbst bemerkt, trägt meine Rechnung nur den Charakter erster Annäherung, und etwas anderes sollte sie auch nicht sein; es war schon wegen der dem Versuche vermutlich anhaftenden unvermeidlichen Fehler nicht denkbar, absolut richtige Werte von a zu erhalten, sondern es sollte bloss überlegt werden, ob bei verschiedener Dicke der absorbierenden Schicht annähernd gleiche Schwäch-

1) Ein aufsteigender Luftstrom könnte übrigens aus anderen Gründen trotzdem in Betracht kommen, da, wenn Absorption stattfindet, doch auch die unter der Kugel befindliche Luft einen Gewichtsverlust erleiden würde.

ungskoeffizienten sich ergaben. Wenn Herr Kučera gestattet, die *a* nach seiner jedenfalls richtigeren Formel zu rechnen, so ergiebt sich, wie ich flüchtig nachgerechnet habe, Übereinstimmung noch bei einer weiteren Dezimalstelle gegenüber den früheren Werten. Ich gebe übrigens zu, dass darauf sonderliches Gewicht nicht zu legen ist, da die Zahlen *a* naturgemäss von 1 sich nur sehr wenig unterscheiden werden, also nach dem *ϱ*, stets eine Reihe von 9 zu erwarten ist.

(Eingegangen 3. März 1903.)

BESPRECHUNGEN.

J. Kiessling, Leitfaden für den Unterricht in der Experimentalphysik an Oberrealschulen, Realgymnasien und Gymnasien. Nach dem Lehrbuch der Physik von E. Budde bearbeitet. 411 Seiten mit 412 Seiten und 272 Abbildungen. Berlin, P. Parey. 1902. geb. 5,50 M.

Aus der ungemein grossen Zahl der in den letzten Jahren erschienenen Lehrbücher für den physikalischen Unterricht an höheren Schulen tritt die vorliegende Umarbeitung des Buddeschen Buches recht vorteilhaft hervor. Fast in allen Teilen gleich wertvoll, bietet das Buch bei einer klaren und dabei entsprechenden Darstellung einen sehr reichen Inhalt. Die Anordnung des Stoffes ist derart getroffen, dass nach Bedürfnis manche Abschnitte, die nicht so wesentlich erscheinen mögen, unbeschadet des Zusammenhanges überschlagen werden können.

Was das Werk besonders wertvoll erscheinen lässt, ist die eingehende, liebevolle Berücksichtigung und Verwertung der Energetik, — wie überhaupt modernen Anschauungen fast überall Rechnung getragen wird. Doch müssen einige Bedenken hier ausgesprochen werden. Wenn der Verfasser von einer allgemeineren Begründung der absoluten Masse in der Elektrizität und im Magnetismus Abstand nimmt, so kann das noch verstanden werden. Wenig plausibel aber ist es dagegen, dass er die „Potentialtheorie" als ein loses und theoretisches Anhängsel der Elektrostatik beifügt. Dadurch werden alle damit zusammenhängende Begriffe einer lebendigen experimentellen Behandlung entzogen und müssen in den Augen des Schülers zu leeren Schemen herabsinken. So wird dadurch z. B. ein künstlicher Gegensatz zwischen elektrischer Spannung und Potential hervorgerufen (welchen Begriffen der Verfasser noch einen dritten, den der Ladungsstärke anreiht). — So tritt ferner bei Kiesslings Auffassung es garnicht hervor, dass es sich bei elektrischen Kondensatoren um nichts weiter als um eine Vergrösserung der Kapazität handelt! — Die Heranziehung (S. 315) des Bohnertschen Vergleiches für eine „hypothesenfreie Begründung der Influenzladung" ist wenig glücklich. Vielleicht entschliesst sich der Verfasser bei der zweiten Auflage hinsichtlich dieser und anderer Punkte (die hier zu besprechen nicht möglich sind), eine Änderung zu treffen. Wir würden das Buch dann unbedenklich als eines der allerbrauchbarsten Lehrbücher für den physikalischen Unterricht an Schulen bezeichnen müssen.

Behrendsen.

(Eingegangen am 18. November 1902.)

K. Heun, Formeln und Lehrsätze der allgemeinen Mechanik in systematischer und geschichtlicher Entwickelung. VIII u. 112 S. mit 25 Fig. im Text. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1902. geb. 3,50 M.

Auf dem Gebiete der technischen Mechanik ist der Verf. zuerst durch sein treffliches Referat „Die kinetischen Probleme der wissenschaftlichen Technik" im Jahresberichte der deutschen Mathematiker-Vereinigung 1901 bekannt geworden. In demselben versuchte er, die Vorgänge nach den Freiheitsgraden der Bewegung zu gruppieren, womit die allgemeine Anwendung der Gleichungen von Lagrange sich von selbst ergab.

In der vorliegenden Schrift, welche zunächst als Repetitorium für die Zuhörer des Verf. an der technischen Hochschule zu Karlsruhe gedacht ist, geht er noch einen Schritt weiter, indem er unter Beibehaltung des obigen Gesichtspunktes konsequent die Vektorenrechnung benutzt. Seine Darstellung dieser Methode ist formell sehr einfach, unterscheidet sich aber doch bez. des äusseren und inneren Produkts sowie der Vektoren selbst von der in anderen Schriften gebrauchten Bezeichnungsweise. Die sich hieran anschliessende Kinematik scheint mir durch Einführung der Masse und der damit belasteten mechanischen Grössen etwas weit gefasst zu sein. Die Kräfte selbst gelangen erst in der Dynamik zur Sprache, deren Unterabteilungen die Statik und Kinetik bilden. Die erstere wird auf dem schon in der Kinematik eingeführten Prinzip der virtuellen Verschiebungen aufgebaut, dessen Zweckmässigkeit aber erst in der Kinetik erwiesen. Diese wiederum zerfällt in die Kinetik der Momentankräfte (Im-

pulskinetik) und die praktisch wichtigere der zeitlich wirkenden Kräfte. Als Beispiel für die freie Bewegung dient die Centralbewegung, wobei auch der Flächensatz zur Geltung kommt. Dann folgen im Anschluss an die Einführung der allgemeinen Koordinaten die Gleichungen von Lagrange und das Energieprinzip. Diese Sätze werden nun auf die gezwungene Bewegung angewandt, für welche das sphärische Pendel als Beispiel angezogen wird. Nach einem Exkurs über Systeme mit einer endlichen Zahl von Freiheitsgraden wird die Bewegung des starren Körpers untersucht, für welche sich nach den vorangegangenen Entwicklungen die Eulerschen Gleichungen sofort ausschreiben lassen.

Ganz originell ist der hier eingeschaltete Abschnitt über unstetige kinetische Prozesse, in dem der Verf. auch Methoden zur näherungsweisen Integration von Differentialgleichungen für kurze Zeitintervalle bespricht, sowie die Untersuchung von Störungen kinetischer Gleichgewichtszustände nach Routh. In der Kinetostatik, d. h. der Lehre von der Beanspruchung der Einzelteile eines Systems durch die äusseren und die von der Bewegung selbst geweckten Kräfte und Momente behandelt der Verf. zuerst die allgemein übliche Schnittmethode. Dieselbe hat unter seinen Händen infolge der Verwendung der Lagrangeschen Gleichungen an Stelle der den Technikern allein geläufigen 6 Formeln der Dynamik ein eigenartiges Gepräge gewonnen. Schliesslich werden noch im Anhange einige Spezialprobleme durchgenommen und ein kurzer Abriss der Geschichte der Mechanik gegeben.

Das Schriftchen birgt demnach auf nur 112 Seiten einen überreichen Inhalt, der nur durch die äusserst prägnante und mathematisch hochelegante Darstellung des Verf. so eng zusammengedrängt werden konnte. Es ist darum auch nicht möglich, den Gedankengang der Entwicklungen des Verf. im einzelnen weiter auszuführen, ohne die entsprechenden Abschnitte geradezu wörtlich auszuschreiben. Die am Schlusse der Vorrede stehende Frage, ob das Büchlein wohl einige Freunde gewinnen wird, kann man jedenfalls mit gutem Gewissen bejahen. Wer mit gründlichen Kenntnissen der Elementarmechanik ausgerüstet an einer ebenso systematischen wie originellen Zusammenfassung des Gesamtgebietes Freude hat, wird das kleine Buch mit grossem Genuss und was wichtiger ist, nicht ohne bleibenden Nutzen durchlesen.

H. Lorenz.

(Eingegangen 16. Oktober 1902.)

Paul Gerber, Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation. (Progr. d. Realprogymn. i. Stargard i. Pommern 1902.) 25 S.

Bei der Bestimmung des Potentials zweier bewegter Teilchen folgt der Verf. zunächst C. Neumann in der Anschauung, dass das an der einen Masse eben wirkende Potential von der anderen um die zum Durchlaufen der gegenseitigen Entfernung nötige Zeit $\frac{r}{c}$ früher ausging, d. h. als diese

$$r - \frac{r}{c}\frac{dr}{dt}$$

war und daher den Betrag

$$\frac{1}{r\left(1-\frac{1}{c}\frac{dr}{dt}\right)}$$

hat. Nun aber bemerkt der Verf. weiter, dass infolge der Bewegung beider Massen das Potential mit der

$$\frac{1}{c}\left(c-\frac{dr}{dt}\right)$$

fachen Geschwindigkeit, als im Falle der Ruhe beider Teilchen, an der angezogenen Masse vorüberstreicht und nimmt an, dass es deshalb einen im gleichen Verhältnis kleineren Effekt hervorbringt, wodurch er das Potential erhält:

$$\frac{1}{r\left(c-\frac{1}{c}\frac{dr}{dt}\right)^2}=\frac{1}{r}\left\{1+\frac{2}{c}\frac{dr}{dt}+\frac{3}{c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right\}$$

oder die Kraft:

$$\frac{1}{r^2}\left\{1-\frac{3}{c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2+\frac{6r}{c^2}\frac{d^2r}{dt^2}\right\}.$$

Also gerade das dreifache Zusatzglied des Weberschen Gesetzes, wodurch die aus diesem unter der Annahme $c=3.10^{10}\frac{c}{s}$ folgende Perihelstörung des Merkur von 13″65 (pro 100 Jahre), den durch die Beobachtungen geforderten Wert von $3\times 13''65=41''$ erreicht. Ausserdem enthält die Arbeit eine kritische Darstellung der verschiedenen seit Laplace gemachten Versuche, die zeitliche Ausbreitung der Gravitation in Rechnung zu ziehen.

G. Herglotz.

(Eingegangen 24. Oktober 1902.)

Thomas Andrews, Über die Kontinuität der gasförmigen und flüssigen Zustände der Materie (1869) **und Über den gasförmigen Zustand der Materie** (1876). On the continuity of the gaseous and liquid states of matter. Phil. Transact. of R. S. of London. Vol. 159, 1869, 575—589 and On the gaseous state of matter. Vol. 166, 1876, 421—449.

Herausgegeben von Arthur von Oettingen und Kenji Tsuruta aus Japan. [Ostwalds Klassiker d. exakten Wissenschaften Nr. 132.] Mit 12 Fig. im Text und in den Anmerkungen. 82 S. Leipzig 1902. W. Engelmann. geb. 0,80 M.

Das vorliegende Bändchen der Klassiker enthält den Neuabdruck der beiden wesentlichsten Arbeiten Andrews' über die Kompressibilität der Gase, in denen zuerst der Gedanke, dass der „gewöhnliche Gas- und gewöhnliche Flüssigkeitszustand nur weit voneinander getrennte Formen eines und desselben Aggregatzustandes sind" und dass zwischen beiden „nirgends eine Kontinuitätsstörung bemerkbar ist", seine experimentelle Begründung fand. — Ausser den üblichen kurzen biographischen Notizen haben die Herausgeber noch aus den Scientific Papers of Thomas Andrews ein kurzes „Resumé der beiden Abhandlungen", sowie eine Übersicht aller Arbeiten Andrews' über die Kompressibilität der Gase beigefügt. Aus den Anmerkungen entnehmen wir die interessante Thatsache, dass die Laboratoriums-Notizbücher des Autors, welche die Reduktion der von Andrews angegebenen Drucke auf die wahren Werte des Druckes, unter welchem die Kohlensäure bei den Versuchen stand, ermöglichen, erhalten sind, und dass deren Veröffentlichung in nächster Zeit vorgesehen ist. C. Forch.

(Eingegangen 3. November 1902.)

Raoul Pictet, Zur mechanischen Theorie der Explosivstoffe. 84 S. kl. 8⁰. Weimar, Carl Steinert. 1902. 1,60 M.

In dem ersten Teile des vorliegenden Büchleins, das aus einer Artikelreihe in der Zeitschrift für komprimierte und flüssige Gase entstanden ist, giebt der Verfasser eine kurze Übersicht der gegenwärtig als Trieb- und Sprengmittel benutzten Explosivstoffe. Indem er die Vor- und Nachteile der einzelnen abwägt, leitet er zum II. Teil über, der das Programm eines idealen Explosivstoffes enthält und in einfacher Rechnung die Beziehungen zwischen der entwickelten Wärme bezw. den auftretenden Drucken und der aus diesen folgenden treibenden bezw. zerstörenden Wirkung entwickelt. Als solch idealer Explosivstoff tritt an erster Stelle flüssiges Stickoxydul auf und zwar 1. ohne wesentlichen Begleiter, 2. mit Methylalkohol, 3. mit Methylalkohol und flüssigem Wasser. Von dem reinen Stickoxydul erwartet der Verfasser eine Wirkung, der „kein Rezipient, keine Kanone widerstehen kann". Durch die Beigabe des Methylalkoholes soll eine an Gas reichere Explosion mit noch höherer Temperatur erreicht werden, die aber wohl nicht so plötzlich auftreten wird. Um für Feuerwaffen ein rationelleres Treibmittel zu erlangen, bei dem die erlaubte Maximaltemperatur von etwa 2000⁰ nicht überschritten wird, wird die an dritter Stelle erwähnte Beimengung von Wasser vorgeschlagen.

Als besonderen Vorteil der angegebenen Stoffe wird die Thatsache angeführt, dass sie als Zersetzungsprodukte nur verhältnismässig harmlose Gase hinterlassen, während die modernen Sprengmittel meistens giftige Dämpfe abgeben. Einige vom Verfasser mit Stickoxydul in den drei genannten Formen angestellte Versuche, bei welchen Kartuschen aus Kupfer und Eisen verwandt wurden, bestätigten seine Voraussetzungen, auch speziell bezüglich der verzögernden Wirkung des beigegebenen Wassers. — Gleichfalls den gestellten Anforderungen entsprechende Sprengstoffe ergeben salpetersaures Ammoniak mit Methylalkohol oder salpetersaures Ammoniak, das in gasförmigem Ammoniak gelöst ist; mehr als Zündsatz, denn als Sprengmittel erscheint dem Verfasser komprimierter Wasserstoff und Sauerstoff in Verbindung mit flüssigem Wasser geeignet, ein Vorschlag der, soviel dem Ref. bekannt, übrigens vor einigen Jahren bereits durch ein (österreichisches?) Patent geschützt wurde.

C. Forch.

(Eingegangen 11. Oktober 1902.)

Oscar Kausch, Die Herstellung und Verwendung von flüssiger Luft. Unter besonderer Berücksichtigung der Patent-Litteratur zusammengestellt. 129 S. kl. 8⁰. Mit 32 Abbildungen. Weimar, Carl Steinert. 1902. 1,60 M.

Der Verfasser erläutert in ausführlicher Weise unter Bezugnahme auf die einzelnen Patentschriften die verschiedenen zur Herstellung flüssiger Luft bezw. gekühlter Gase dienenden Versuchsanordnungen und bietet eine erwünschte Zusammenstellung der bis jetzt erfolgten Anwendungen derselben zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken. C. Forch.

(Eingegangen 11. Oktober 1902.)

W. C. L. van Schaik, Wellenlehre und Schall. Deutsch von H. Fenkner. XI u. 358 S. mit 176 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1902. 8 M.

Auf relativ engem Raum giebt der Verf. eine vortreffliche Übersicht über die wichtigsten akustischen Erscheinungen unter stetem Hinweis auf die entsprechenden optischen Analoga. Es werden dabei eine grosse Anzahl relativ wenig bekannter Versuche über Beugung und

Interferenz des Schalles aufgezählt, die man, abgesehen von **Rayleighs** umfangreichem Spezialwerk „On Sound", wohl in den meisten Lehrbüchern vergeblich sucht. Auch das Zustandekommen des Tons in Pfeifen, überhaupt die Bedingungen, unter denen eine kontinuierliche Bewegung zur dauernden Unterhaltung einer Schwingung führen kann, werden ausführlich besprochen und durch manche wenig bekannte Versuche näher erläutert. Bedauerlich scheint es dem Referenten nur, dass Verf. sich nicht hat entschliessen können, in seinem Buche, das doch sicher nur von einem schon fachwissenschaftlich vorgebildeten Publikum gelesen wird, die Differentialrechnung in Anwendung zu bringen an Stelle der immer erst ad hoc erfundenen umständlichen Rechnungen, bei denen es dann doch manchmal heisst (S. 31): „wie durch höhere Mathematik bewiesen werden kann".

W. Kaufmann.

(Eingegangen 10. November 1902.)

Gottlieb Behrend, Die Abwärme-Kraftmaschine (System Behrend-Zimmermann). Verfahren, mechanische Arbeit durch Abwärme zu erzeugen, sowie eine wesentliche Erhöhung des thermischen Wirkungsgrades der Dampfmaschine. Vier Vorträge. III u. 32 S. Halle, W. Knapp. 1902. 1 M.

Das Heft, welches vorn das Bild des Verfassers enthält, umfasst vier Vorträge, die in den Jahren 1892 bis 1902 im Hamburger bezw. Schleswig-Holsteinischen Bezirksverein deutscher Ingenieure gehalten wurden. Es handelt sich um Maschinen zur Ausnützung der im Abdampf gewöhnlicher Wasserdampfmaschinen noch enthaltenen Wärme. Man kann nämlich in H_2O-Maschinen das zur Verfügung stehende Temperaturgefälle nicht voll ausnützen, da wegen der geringen Spannungen des H_2O-Dampfes bei niedrigen Temperaturen die Arbeitscylinder unverhältnismässig gross ausfallen und erhebliche Reibungsverluste verursachen würden. Eine bessere Ausnützung des Temperaturgefälles wird nun erzielt, wenn die Abwärme der H_2O-Maschine verwandt wird zur Heizung eines Schweflig-Säure- oder Ammoniak-Verdampfers. Die erhaltenen SO_2- oder NH_3-Dämpfe, die bei niedrigen Temperaturen relativ hohe Spannungen haben, werden dann zum Betriebe eines der gewöhnlichen Dampfmaschine ganz ähnlichen „Kaltdampfmotors" benutzt. Nach erfolgter Arbeitsleistung werden die Dämpfe in einem Oberflächen-Kondensator durch Kühlwasser niedergeschlagen und durch eine Cirkulationspumpe in den Verdampfer zurückgeführt. Der Verfasser berechnet den mit dieser Anordnung zu erzielenden thermischen Wirkungsgrad der „kombinierten Maschine" unter Zugrundelegung des Carnotprozesses zwischen den Temperaturen 172° C. und 20° C. zu 0,34, während man mit der gewöhnlichen Dampfmaschine höchstens 0,25 erreichen kann, da man in diesem Falle an eine untere Temperaturgrenze von 60° C. gebunden ist. Durch Hinzufügung der SO_2- oder NH_3-Maschine wird also das Temperaturgefälle praktisch um ca. 40° nach unten, d. h. bis ungefähr zur Temperatur des im allgemeinen zur Verfügung stehenden Kühlwassers erweitert. Es sind, wie der Verfasser mitteilt, Maschinen nach seinem Vorschlag praktisch ausgeführt worden, deren Untersuchung durch Prof. **Josse** (s. Mitt. a. d. Masch. Labor. der k. techn. Hochsch. Berlin, Hft. II, 1899) ergeben hat, dass der Dampfverbrauch der kombinierten Maschine ca. 3,75 kg pro PS-Stunde beträgt, während die besten und grössten H_2O-Triple-Expansions-Maschinen 5,0 kg verbrauchen. Auch hinsichtlich der Betriebsfähigkeit genügten diese Maschinen allen Anforderungen. Zum Schluss giebt der Verfasser eine Übersicht über die Entwickelung der Erfindung, wobei jedoch die Erwähnung des eigentlichen Urhebers derselben schlecht wegkommt. Die Idee der Abwärmekraftmaschine ist nämlich schon 50 Jahre alt. Der erste, der solche, und zwar mit Äther betriebene, Maschinen gebaut hat, war der Franzose **Du Tremblay** (Annales des Mines, 1853, t. IV. pg. 203; **Dinglers** polyt. Journal Bd. 134, S. 161; Polyt. Centralblatt 1854, S. 385). Näheres über diese Maschinen siehe **Zeuner**, techn. Thermodynamik II, S. 134 ff.

Göttingen, 6. Novbr. 1902. W. Hort.

(Eingegangen 8. November 1902.)

Sadi Carnot, Reflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance. (Betrachtungen über die bewegende Kraft des Feuers und über die Maschinen, diese Kraft auszunutzen.) (Réimpression facsimilé conforme à l'édition originaire de 1824.) Paris 1903. Librairie scientifique A. Hermann.

Dieser Neudruck der berühmten Abhandlung, von welcher wir in den Klassikern der exakten Wissenschaften eine treffliche Übersetzung **Ostwalds** besitzen, bedarf an dieser Stelle nur der Erwähnung mit dem Hinweise, dass ihm ein Brief von **H. Carnot** über die vom Verfasser zwischen 1824 und 1832 entdeckte, aber nicht veröffentlichte Äquivalenz zwischen Wärme und Arbeit nebst einem Faksimile der Originalnotiz beigefügt ist.

H. Lorenz.

(Eingegangen 7. Dezember 1902.)

Eder's Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1902. 16. Jahrg. IX u. 755 S. mit 351 Abbildungen im Text und 28 Kunstbeilagen. Halle a. S., W. Knapp. 1902. 8 M.

Das neue Jahrbuch, das sich in Form nnd Ausstattung seinen bekannten Vorgängern anschliesst, enthält neben Aufsätzen, die bereits anderwärts gedruckt waren und zusammenfassenden und Autorreferaten, unter denen wir solche von Cordier, Elster, G. C. Schmidt, Pfaundler, Eder, von Hübl, Valenta, Namias, Neuhauss, Andresen, Eichengrün, Lüppo-Cramer u. v. a. finden, deren Arbeiten auf den uns ferner liegenden Gebieten der Physiologie und der Druckverfahren liegen, eine grössere Anzahl zum ersten Mal veröffentlichter Abhandlungen, von denen wir Krüss, Messung der Helligkeit von Projektionsapparaten, Schaum, über elektrochemische Aktinometer, und Hartmann, ein Hilfsmittel zur Untersuchung von Objektiven hervorheben. Martins Arbeit, ein Anastigmat aus einem normalen Glaspaar ist von Rudolph bereits bestritten. Dass wir auch wieder ein Stück naturphilosophischer Spekulation ältester Schule, das glücklicherweise etwas kürzer ausgefallen ist als in früheren Jahren, mitverdauen müssen, war zu erwarten; Roloffs feine Arbeit darf nicht als Entschuldigung dafür angeführt werden; für jeden, der die Verhältnisse kennt, bedeutet aber die Aufnahme keinen Vorwurf gegen den Herausgeber.

Im zweiten Teil bringt das Jahrbuch die üblichen Referate über so ziemlich alles Erschienene; die Abhandlungen sind in den allermeisten Fällen ohne Kritik des Referenten wesentlich wohlwollend referiert, was gewiss durchaus anzuerkennen ist, andererseits aber bei polemischen Artikeln, deren Art nicht immer deutlich genug betont ist, die Gefahr der Irreführung bedingt. Ein einziges Wort mag die zweifelhafte Angabe für den Leser zur Gewissheit stempeln; ich möchte mich im Sinne absoluter Neutralität dagegen aussprechen, dass bei solchen Referaten von eingehenden Versuchen u. s. w. gesprochen wird, die angeblich andere Anschauungen widerlegen sollen, während in Wirklichkeit diese Anschauungen vom Gegner einfach nicht verstanden wurden. Eine Polemik daraufhin fortzusetzen, hat doch gar keinen Sinn, und so scheint der, der zuletzt schrieb, recht zu behalten. Die Angaben über die Patente von Junk und Selle sind unrichtig.

Eders Jahrbuch bedeutet auch in seinem neuen Band ein wertvolles Hilfsmittel der Forschung, das sonst beinahe unzugängliche Litteratur in sich vereinigt. Englisch.

(Eingegangen 21. Oktober 1902.)

R. Namias, Manuale teorico pratico di chimica fotografica (Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie). Vol. II⁰. 274 S. 8⁰. Milano, Progresso fotografico, via Leopardi 1902. 20. $4^1/_2$ Lire.

Der erste, die Negativverfahren umfassende Band der photographischen Chemie von Namias hat innerhalb wenig mehr als Jahresfrist eine zweite Auflage erlebt; gleichzeitig erscheint der zweite Teil des ausgezeichneten Werkes, enthaltend die Positiv- und Lichtpausverfahren. Namias hat als einer der ersten physikalisch-chemische Methoden auf photographische Probleme angewandt, wobei er sich allerdings auf thermochemische Betrachtungen beschränkte. Er hat dabei unsere Anschauungen über Sensibilisation wesentlich bereichert und geklärt. Seine thermochemischen Betrachtungen hat Namias in den 1. Teil seines Buches aufgenommen; im vorliegenden zweiten vertritt er mehr einen praktischen Standpunkt und beschränkt die Theorie auf die Wiedergabe der Reaktionsformeln. Bekanntlich hat er besondere Verdienste um die Ergründung des Vorgangs bei der Goldtonung und der durch Ersatz des Silbers des entwickelten Bromsilberdrucks durch gefärbte Metallsalze bedingten Färbung der Bilder. An der Hand seiner Formeln kann man sich leicht die Ionengleichungen selbst anschreiben und damit der von Ostwald begründeten Anwendung elektrochemischer Anschauungen auf die Photographie gerecht werden. Das Buch liest sich sehr fliessend, es ist sehr vollständig und durch Sichtung des massenhaften Materials ausgezeichnet. Bemerkt sei noch, dass auch eine französische Ausgabe desselben erschienen ist. Englisch.

(Eingegangen 21. Oktober 1902.)

Von der „Photographischen Bibliothek" (Berlin, G. Schmidt, 8⁰, 1902) sind neu erschienen:

1. **H. W. Vogel, Das photographische Pigmentverfahren (Kohledruck).** 4. völlig umgearbeitete Aufl. mit einem Anhange über das Velours-, Gummidruck- und Ozotypie-Verfahren. Bearbeitet von P. Hanneke. VIII u. 127 S. mit 1 Taf. u. 16 Abbildungen im Texte. 3 M.

14. **Hans Schmidt, Die Architektur-Photographie unter besonderer Berücksichtigung der Plastik und des Kunstgewerbes.** XII u. 140 S. mit 20 Tafeln u. 52 Abb. im Texte. 4 M.

15. **Fritz Löscher, Vergrössern und Kopieren auf Bromsilberpapier.** IX u. 105 S. mit 1 Tafel u. 19 Abbildungen im Texte. 2,50 M.

Alle drei Bände behandeln ohne höhere Ansprüche nur für den Standpunkt der Amateure, die für recht breite Darstellung besonders dankbar zu sein scheinen, ihre Themata recht vollständig, Löscher zeigt sogar eine bemerkenswerte Furcht vor der kleinsten Rechnung.

Hanneke hat H. W. Vogels bekannte und anerkannte Monographie, durch Darstellung des Gummidrucks und der Ozotypie ergänzt, neu herausgegeben. Schmidt bespricht eingehend die photographische Perspektive, und da er ausser der Architektur auch Plastik und Kunstgewerbe behandelt, findet man Winke über die Aufnahme von Apparaten. Seiner Meinung über Objektive muss ich entgegentreten; der moderne Anastigmat bedeutet einen riesigen Fortschritt doch nur für ein grosses Bildfeld; er erreicht den Antiplaneten, der daher besonders für Telephotographie geeignet ist, an Mittelschärfe nicht, und wenn man sich auf ein noch kleineres Bildfeld beschränkt, thut's recht wohl auch ein besserer Aplanat. Es scheint, dass man das immer einmal wieder sagen muss; um aber nicht missverstanden zu werden: der Anastigmat ist mehr Universalobjektiv als alle andern Typen, eben weil ihm ein grosses Bildfeld eigen ist. Störend sind eine Unzahl unnötigster Fremdwörter. Englisch.

(Eingegangen 21. Oktober 1902.)

Eugen Englisch, Photographisches Kompendium. Anleitung zur Liebhaberphotographie unter Berücksichtigung der Anwendung in der Wissenschaft. gr. 8°. VI u. 288 S. Mit 1 Taf. u. 75 Abb. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1902. 4 M.

Wenn man bedenkt, welch unentbehrliches Hilfsmittel die Photographie heutigen Tages für alle Zweige der Naturwissenschaft, der Medizin und der historischen Forschung geworden ist, so muss man aufrichtig bedauern, dass photographische Kollegien und Praktika in den Vorlesungsverzeichnissen der Universitäten und technischen Hochschulen so selten zu finden sind. Der Studierende und der selbständige Forscher sind meistenteils darauf angewiesen, lediglich an der Hand von Lehrbüchern sich die notwendigsten Kenntnisse des photographischen Arbeitens anzueignen. Die meisten der kleineren Kompendien sind aber entweder nur für den Amateur oder für den Berufsphotographen zugeschnitten; Anleitungen zur Verwendung photographischer Methoden bei wissenschaftlichen Untersuchungen geben nur die wenigsten, und vollends fehlt bei allen eine Diskussion der photographischen Prozesse vom Standpunkt der physikalischen Chemie. Allen diesen Ansprüchen wird das vorliegende photographische Kompendium von E. Englisch gerecht. Es enthält eine kurze und kritische Besprechung der photographischen Apparate und Hilfsmittel, sorgfältig bearbeitete Kapitel über physikalische und geometrische Optik, über die Eigenschaften und die Behandlung der verschiedenen Objektive, vortreffliche, auf eigene Erfahrung gegründete Anleitungen zur Aufnahme für die verschiedensten wissenschaftlichen Zwecke, zur Mikrophotographie, Stereoskopie, Telephotographie, sowie die Grundzüge der indirekten und der direkten Farbenphotographie.

In der Erkenntnis, dass ein Lehrbuch, welches sich mit der Beschreibung der photographischen Verfahren und der Angabe einer mehr oder weniger grossen Zahl von Rezepten begnügt, zu mechanischem Nacharbeiten verleitet, einem nachdenkenden Leser aber nicht genügen kann, hat der Verfasser seine Ausführungen über die photographischen Prozesse vom Standpunkt der Theorie der elektrolytischen Dissoziation und des Massenwirkungsgesetzes gegeben. Die Mechanik des Entwicklungsvorganges, die Wirkungsweise des Fixierbades, die Prozesse der Abschwächung und der Verstärkung, sowie die verschiedenen Positivverfahren werden von diesem Gesichtspunkt aus eingehend und klar diskutiert. Diese Darstellungen erheben das Buch weit über alle übrigen Kompendien der Photographie, und die physikalische Chemie darf sich freuen, dass ihr in einem aus physikalischen Kreisen stammenden Lehrbuch eine Würdigung zu teil geworden ist, wie man sie in den meisten viel empfohlenen Lehrbüchern der Chemie vergeblich suchen wird.

Wer Englischs Kompendium mit Ernst studiert, wird dem Wunsche des Verfassers entsprechend nicht nur in den Stand gesetzt werden, ein brauchbares Bild zu liefern, sondern auch die Erzeugnisse des Marktes auf ihren Wert zu prüfen und die theoretischen Arbeiten in den photographischen Zeitschriften zu verstehen; auch wird der aufmerksame Leser eine Fülle von Anregung zu selbständigen Versuchen in noch offenen Gebieten finden.

Möge das auch äusserlich vorzüglich ausgestattete und mit guten Abbildungen versehene Werk in naturwissenschaftlichen Kreisen die Meinung festigen, dass für sie die Photographie keineswegs ein Handlangerdienste leistendes Fach ist, sondern dass es thatsächlich eine wissenschaftliche Photographie giebt, der eine eifrige Pflege an Universitäten und Hochschulen dringend zu wünschen ist. Karl Schaum.

(Eingegangen 9. September 1902.)

Albert Gockel, Luftelektrische Untersuchungen. Veröffentlichungen der Universität Freiburg (Schweiz). Neue Folge, Fasc. IV. 55 S. mit 1 Tafel. Freiburg (Schweiz), Universitätsbuchhandlung. 1902. 1,60 M.

Der Verfasser hat an Orten extremen klimatischen Charakters neben den üblichen meteorologischen Beobachtungen Messungen des Potentialgefälles, der Elektrizitätszerstreuung, der ultravioletten und der gesamten Sonnenstrahlung angestellt. Das Instrumentarium bestand aus Flammenkollektor, Elektroskop, Zerstreuungsapparat und Aktinometer nach Elster

und Geitel und einem Crovaschen Aktinometer.

Im August 1901 wurden die Messungen in Biscra (Sahara) begonnen, wo das Potentialgefälle auffallend niedrige Werte zeigte; aus dem wenig umfangreichen Beobachtungsmaterial konnte ein täglicher Gang des Potentialgefälles noch nicht ermittelt werden — allen Beobachtungstagen gemeinsam war nur das Sinken des Potentialgefälles nach 4^hp. und eine zweite Abnahme nach 8^hp. Ein Sprungmaximum nach Sonnenaufgang oder Sonnenuntergang konnte der Verfasser im Gegensatz zu seinen Beobachtungen im Frühjahr 1899[1]) nicht mehr feststellen. In der Oase Tougourt, 200 km von Biscra landeinwärts, wurden höhere Werte des Potentialgefälles gefunden als in Biscra, auch zeigten diese im Laufe des Tages ein Anwachsen und ein Maximum zur Zeit des Sonnenunterganges. Die Resultate der Zerstreuungsmessungen sind nur schwer untereinander vergleichbar, da der Zerstreuungsapparat teils ohne Schutzcylinder, teils mit einem aus Drahtgeflecht hergestellten Schutzdache benutzt wurde. Die Zerstreuung steigt in Biscra und in Tougourt von kleinen Werten am Morgen im Laufe des Tages bis zu einem Maximum am Nachmittag an, um dann gegen Sonnenuntergang bis zu sehr geringen Beträgen abzufallen; besonders stark ausgeprägt war zu dieser Zeit die Abnahme des Gehalts der Luft an negativen Ionen, die von entsprechend höheren Werten des Potentialgefälles begleitet war. In Hammam el Lif an der tunesischen Küste war die Zerstreuung etwas geringer und das Potentialgefälle höher als in der Wüste.

Die Sonnenstrahlung war (wohl infolge des grösseren Staubgehaltes der Luft) in Tougourt etwas geringer als in Biscra; hier machte sich um Mittag eine deutliche Abnahme der Strahlungsintensität bemerkbar. Das Maximum der lichtelektrischen Wirkung fiel in Biscra auf 11^ha., um Mittag trat eine Abnahme ein, der um 3^hp. wieder ein Anwachsen und um 4^hp. ein rapider Abfall folgten. In Tougourt zeigte sich keine mittägige Depression, auch war hier die ultraviolette Strahlung nachmittags stärker als vormittags.

Weitere Beobachtungen hat der Verfasser von Januar bis März 1902 im Gebirge (Guggisberg, Leysin, Zermatt, Riffelalp) angestellt. Der von Elster und Geitel auf Bergspitzen beobachtete Überschuss an positiven Ionen wurde vielfach schon weit unterhalb des Gipfels angetroffen. In schöner Übereinstimmung mit den von anderen Beobachtern bei Ballonfahrten gefundenen Resultaten stehen die grossen Werte der Zerstreuung, die der Verfasser als Begleiterscheinung des aus grosser Höhe herabstürzenden Föhnwindes beobachten konnte. Im Zermatter Thale zeigte die ultraviolette Strahlung um Mittag eine deutlichere Depression als die Wärmestrahlung; das Potentialgefälle war hier bei Tage niedrig, von Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang hoch, während die Zerstreuung gerade das entgegengesetzte Verhalten zeigte.

Die Diskussion der Resultate wird durchgeführt an der Hand der von Exner, Elster und Geitel, dem Verfasser, Chauveau und anderen vertretenen Anschauungen über den Zusammenhang zwischen den Variationen des Potentialgefälles und des Ionengehalts der Luft einerseits und dem täglichen Gange des Luftdruckes (der vertikalen Luftbewegung), der Temperatur, relativen Feuchtigkeit und Sonnenstrahlung andererseits. Eine Entscheidung der schwebenden Fragen erwartet der Verfasser von einer Vermehrung des Beobachtungsmaterials unter Verwendung einheitlicher Messinstrumente zur Bestimmung des Ionengehalts der Luft und verweist auf den von Ebert[1]) konstruierten Aspirationsapparat, der in der That zur Erreichung vergleichbarer Resultate hervorragend geeignet erscheint. H. Gerdien.

1) Meteorolog. Zeitschrift **16**, 482, 1899.

1) Diese Zeitschrift **2**, 662, 1901.

(Eingegangen 6. Oktober 1902.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen wurde der Oberingenieur Hermann Franke-Nürnberg auf den Lehrstuhl für Maschinenbau und Maschinenkonstruieren an die Technische Hochschule in Braunschweig an Stelle des kürzlich verstorbenen o. Professors, Geh. Hofrats Querfurth.

Ernannt wurden der Privatdozent der Physik an der Technischen Hochschule in Dresden Dr. phil. Max Toepler, die Privatdozenten der Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Max Dittrich und Dr. Robert Stollé und der Privatdozent der Chemie an der Universität Moskau Dr. Jvan Aleksějevič Kablukov zu ausseretatsmässigen a. o. Professoren, der Leiter des k. k. astronomisch-meteorologischen Observatoriums Professor Ed. Mazelle-Triest zum Direktor dieses Instituts.

An der Technischen Hochschule Berlin hat Professor Dr. Stavenhagen, der zum etatsmässigen Professor an der Bergakademie ernannt worden ist, sein Lehramt für bauwissenschaftliche Technologie zum 1. April d. J. niedergelegt. Er bleibt aber Privatdozent an der Hochschule und wird als solcher „Einleitung in die Experimentalchemie" für Nichtchemiker lesen. Zu seinem Nachfolger in der Lehrstelle für bauwissenschaftliche Technologie ist der Cementtechniker Dr. Schoch ernannt worden.

Die Chemical Society in London ernannte den o. Professor der Chemie Dr. Příbram-Czernowitz zum Mitglied. Die Royal Astronomical Society in London verlieh dem o. Professor der Astronomie Dr. Struve-Königsberg i. Pr. die goldene Medaille.

Am 21. Februar starb in Prag der o. Professor der Mathematik an der Prager böhmischen Universität, Senior der philologischen Fakultät, Hofrat Dr. phil. Franz Studnička im 67. Lebensjahre.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.